



TITLE:

終状態相互作用を伴う重陽子分解  
反応による核分光( Dissertation\_全  
文)

AUTHOR(S):

岡村, 弘之

---

CITATION:

岡村, 弘之. 終状態相互作用を伴う重陽子分解反応による核分光. 京都大学, 1989, 理学博士

ISSUE DATE:

1989-07-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k4355>

RIGHT:



---

学位申請論文

---

---

岡村 弘之

---

# 学位申請論文

## 終状態相互作用を伴う 重陽子分解反応による核分光

京都大学理学部物理学第二専攻

岡村 弘之



## 目次

1 章	序	1
2 章	実験方法	
2 1	序	4
2 2	シングレット重陽子の測定方法	5
2 3	$^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{d})^{12}\text{C}$ 、 $^{58}\text{Ni}(\vec{d}, \vec{d})^{58}\text{Ni}$ 反応の有限角度の測定	6
2 4	$^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{d})^{12}\text{C}$ 、 $^{58}\text{Ni}(\vec{d}, \vec{d})^{58}\text{Ni}$ 反応、および $^{12}\text{C}(\vec{d}, p n)^{12}\text{C}_{\text{gnd}}$ 、 $^{90}\text{Zr}(\vec{d}, p n)^{90}\text{Zr}_{\text{gnd}}$ 反応の $0^\circ$ の測定	8
2 5	$^2\text{He}$ の測定方法	11
2 6	$^4\text{He}(\vec{d}, ^2\text{He})^4\text{H}$ 反応の測定	13
3 章	$(d, \vec{d})$ 反応	
3 1	$^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{d})^{12}\text{C}$ 反応の測定結果	16
3 2	Migdal-Watson 近似	17
3 3	DWBA による取り扱い	
3 3 1	枠組み	20
3 3 2	散乱粒子波動関数	22
3 3 3	光学ポテンシャル	22
3 3 4	有効相互作用	24
3 3 5	微分断面積の相対エネルギー依存性	25
3 3 6	ゼロ=レンジ近似	25
3 4	有効立体角	26
3 5	$^{12}\text{C}(\vec{d}, \vec{d})^{12}\text{C}$ 反応に関する考察	
3 5 1	微分断面積およびベクトル偏極分解能の角度分布	27
3 5 2	$^{12}\text{C}(\vec{d}, ^2\text{He})^{12}\text{B}$ 反応との比較	28
3 5 3	DWBA 計算との比較と考察	29

3 6	磁気双極子共鳴	33
3 7	$^{58}\text{Ni} (d, d) ^{58}\text{Ni}$ 反応の測定結果と考察	36
4 章 重陽子弾性分解反応		
4 1	序	39
4 2	$^{12}\text{C} (d, p n) ^{12}\text{C}_{\text{gnd}}, ^{90}\text{Zr} (d, p n) ^{90}\text{Zr}_{\text{gnd}}$ 反応の 測定結果	39
4 3	準弾性散乱過程に関する考察	41
4 4	prior-form DWBAによる純クーロン分解反応の取り扱い	44
4 5	post-form DWBAによる純クーロン分解反応の取り扱い	46
4 6	議論	49
5 章 $^4\text{He} (d, ^2\text{He}) ^4\text{H}$ 反応		
5 1	序	
5 1 1	ベクトル偏極分解能の有用性	52
5 1 2	テンソル偏極分解能の有用性	52
5 1 3	$^4\text{H}$ に関する背景	55
5 1 4	$(d, ^2\text{He})$ 反応	57
5 2	測定結果	58
5 3	考察	
5 3 1	Factored Wave Function Method によるスペクトルの解釈	60
5 3 2	DWBA による偏極分解能の取り扱い	62
6 章	結論	64
	謝辞	67
	参考文献	68

## 1 章 序

この論文で研究しようとするのは、重陽子を入射粒子とする原子核反応で $^1S_0$ 状態に組んだ2核子が放出される過程である。重陽子のスピン $S$ と荷電スピン $T$ がそれぞれ $S = 1$ 、 $T = 0$ であるので、この反応は移行スピンと移行荷電スピンに関して

$$\Delta S = 1 \quad , \quad \Delta T = 1 \quad (1-1)$$

という特徴的な反応選択則を持っている。 $S = 0$ 、 $T = 0$ のターゲットに関しては、スピンと荷電スピンがともに反転した状態を選択的に励起することが出来る。偶-偶核一般に関してはガモフ=テラー共鳴やスピン反転双極子共鳴の研究に利用することが考えられる。また、(1-1)の選択則と関連してテンソル偏極したビームを使うことにより、核内スピン依存相互作用に関する情報が他の反応を用いるよりも容易に得られる可能性がある。これらのことから、この反応は核構造研究における有用なプローブとなることが期待される。

2核子系の束縛状態は重陽子のみであり、 $^1S_0$ に組む2核子は散乱状態しかとり得ないので、目的とする反応は実際には終状態で3体になる反応として観測される。例えば陽子-中性子系の束縛状態に励起状態が存在するならば、粒子識別のみからは量子状態の判別が出来ないので、エネルギー=スペクトルの解釈が複雑になるという問題が生じる。この点に関しては、量子状態の変化したことが粒子識別から判断できるのは都合が良い。しかし、2核子の散乱状態は $^1S_0$ ばかりではないので、いかに量子状態の弁別を行うかという別の問題がある。実際の実験では、 $^1S_0$ 状態のものだけを抽出するために、放出される2核子が終状態で強く相互作用するような条件で測定を行う。3章で詳しく述べられるが、この終状態相互作用が非常に強い場合には2核子間の自由度に関する量を他の自由度から分離して反応を記述することが可能である。つまり内部座標を分離出来るので、 $^1S_0$ 状態にある2核子は $S = 0$ 、 $T = 1$ 、 $L = 0$ の量子数を持った一種の“粒子”として扱えると考えられる。通常、この“粒子”としての陽子-中性子対はシングレット重陽子（または $d_{s=0}$ ）と呼ばれ、2陽子対は $^2He$ と呼ばれている。

この近似によれば、反応の微分断面積の2核子間の相対エネルギーに対する依存性は、自由な核子-核子散乱の断面積のエネルギー依存性に従う。それは3章で

定義される状態密度関数によって表され、数 MeV 以下の相対エネルギーの領域に関しては図 1-1 に示したようなものになる。相対エネルギーが 0 に近い領域では、核力の性質により  $^1S_0$  状態に組む陽子-中性子対の状態密度（実線）が約 70 keV をピークとして非常に強調されており、 $^3S_1$  状態に組む場合（点線）に較べて圧倒的に大きい。強い終状態相互作用という条件は、この領域では  $^1S_0$  状態に関して自動的に満たされている。また、P 波以上の寄与はこの領域で無視することが出来る。陽子-陽子対の場合（一点鎖線）には、クーロン斥力のため状態密度の集中は緩和されるものの、 $^3S_1$  状態が禁止されるので  $^1S_0$  状態がこの領域ではやはり支配的である。従って、非常に小さい相対エネルギーを持って放出される 2 核子を測定することにより、 $^1S_0$  状態に組んだものを選択的に検出できることがわかる。

この原理に基づいて ( $d, ^2He$ ) 反応の測定が既に行われており (STA 79、BEA 81、MOT 86、ELL 87)、上に述べたような機構によって反応の記述できることが確かめられている。これまでの所、議論は測定可能性や反応機構に関するものが主であるが、今後構造研究に応用されて行くことが期待される。

( $d, ^2He$ ) 反応は、荷電粒子のみの検出によって測定される ( $n, p$ ) 型反応としては最も軽い粒子による反応であり、スピンに関する選択則を別にしても実験的側面から非常に強力な道具と考えられる。直接中性子ビームを使って ( $n, p$ ) 反応を測定する場合に較べて、粒子の検出効率やエネルギー分解能の高い点、および中性子ビームを生成するための特別の装置や大強度ビームが必要ないという点で有利であり、また重イオンビームを用いた測定に較べても、重陽子ビームはエネルギーの高いものが容易に利用可能である点と、反応機構が単純である点で有利である。

一方シングレット重陽子に関しては、1 核子および 2 核子移行反応によってその測定可能性、および“粒子”としての扱いの妥当性が通常の重陽子と対比することによって示されているが (COH 69、BOH 70、JAN 76、SAK 86)、( $d, d$ ) 反応は実験的困難からこれまで測定されていない。しかし、非弾性散乱的な過程で (1-1) の反応選択則を持つことは他に類を見ないことであり、( $d, ^2He$ ) 反応のような荷電交換反応と組み合わせて得られる核構造の情報は貴重なものである。

そこで、 $(d, d)$  反応の測定可能性と反応機構を探り、構造研究に対する有用性を示すことがこの論文の第一の目的とされた。構造の良く知られている $^{12}\text{C}$ をターゲットとして最初の測定が行われた。その結果と、歪曲波ボルン近似による理論的解釈、および中性子過剰核ターゲットに対する例として行われた $^{58}\text{Ni}(d, d)$  反応の測定の結果が、3章で述べられている。

重陽子は弱い束縛状態であるので弾性分解反応の断面積が大きく、そこからの陽子や中性子が強いバックグラウンドを成すために $(d, d)$  および $(d, ^2\text{He})$  反応の測定は他の入射粒子の場合に較べて困難なものになっている。従ってこれらの反応の広範な利用のためには、弾性分解過程の振舞いを知ることが重要である。加えて散乱粒子分解過程の反応機構は、一つの重要な研究テーマでもある。このような動機から、同じ実験条件で取得された重陽子弾性分解反応のデータに関する理論的解釈が試みられた。その結果が4章で述べられている。

重陽子を入射粒子とする反応の一つの利点は、テンソル偏極したビームで測定が行える点である。 $(d, d)$  および $(d, ^2\text{He})$  反応では、 $(1\ 1)$  の反応選択則によって反応に関与する散乱振幅が制限されるため、偏極分解能が他の反応に較べて明確な意味を持っており、核分光学的に有用な情報を与えると予想されている(BUG87)。しかしその有用性を実験的に明確に示した例はないので、残留核が双極子状態のみになると思われる $^4\text{He}(d, ^2\text{He})$  反応の測定を行い、偏極分解能が各スピン状態 $(2^-, 1^-, 0^-)$  の識別に有効であるかを調べた。その結果が5章で述べられている。



## 2 章 実験方法

### 2 1 序

以下の実験はすべて大阪大学核物理研究センターで行われ、A V F サイクロトロンによって加速された 5 6 M e V または 7 0 M e V の偏極重陽子が入射ビームとして使われた。図 2 - 1 に核物理研究センターのビームコースの概要を示す。ビームは分析電磁石 ( A 1 ) で運動量分析された後、振分電磁石 ( S W ) によって各ビームコースに導かれる。我々の実験では B、E、F の三つのコースが、それぞれの実験条件に応じて用いられた。

偏極重陽子は原子ビーム型の偏極イオン源により生成され、表 2 - 1 に示すような 4 つの偏極度のセットが実験に使われた。偏極ビームの量子化軸はサイクロトロンおよびビーム輸送系の磁場方向にとられており、ビームの進行方向に垂直である。各々のセットに対する断面積から、

$$\sigma = \sigma_0 \left( 1 \pm \frac{3}{2} p_z A_y + \frac{1}{2} p_{zz} A_{yy} \right) \quad (2 \quad 1)$$

によって与えられる連立一次式を解いて、ベクトル偏極分解能  $A_y$  およびテンソル偏極分解能  $A_{yy}$  が求められた。 $A_y$  の係数の符号は、入射粒子運動量ベクトル ( $\mathbf{P}_i$ ) と放出粒子運動量ベクトル ( $\mathbf{P}_f$ ) の外積 ( $\mathbf{P}_i \times \mathbf{P}_f$ ) が偏極の量子化軸の正方向である場合に +、逆方向の場合 - である。ベクトル偏極分解能のみを測定する実験の場合には、表 2 - 1 の最初の 2 つのセットのみが使われた。この場合を 2 モード偏極ビームと呼び、4 セット使うものを 4 モード偏極ビームと、以下では呼ぶことにする。系統誤差を減らすため、それぞれのセットは適当な時間間隔で切り替えて測定が行われた。実験と平行して、散乱槽の上流または下流に設置されたポラリメータにより、ビームの偏極度がモニターされた。偏極度は<sup>12</sup>C による重陽子弾性散乱の  $\theta_{lab} = 47.5^\circ$  での非対称から算出され、 $A_y = 0.412$  および  $0.577$  がそれぞれ 5 6 M e V および 7 0 M e V の重陽子に対する値として用いられた ( K A T 8 5 )。全体を通じて、理想値の約 8 0 % の偏極度を持ったビームで測定が行われた。

いずれの実験でも、データは event by event モードで P D P 1 1 / 4 4 システムによりマグネティック=テープ上に記録され、オフラインで詳細な解析がなさ

れた。データのデジタル化、収集およびPDP11への転送にはいくつかの異なるシステムが用いられた。最初に用いられたのはインテリジェント=ブランチドライバMBD11によるCAMACシステム(NU83)である。MBD11の故障のため、一時Raw-Data-Processorシステム(KAT80)が使われた。その後は、京都大学グループの開発したインテリジェント=補助クレートコントローラによるCAMACシステム(TAK86)を、多少の変更を加えて使用した。以下ではそれぞれを、MBD、RDP、J11システムと呼ぶことにする。オフライン解析は核物理研究センターのFACOM M200およびM380R計算機で行われた。

## 2.2 シングレット重陽子の測定方法

1章で述べたように、シングレット重陽子を測定する装置としては、小さい相対エネルギーを持った陽子-中性子対に関して特に感度が高いという条件が必要である。それぞれエネルギー $E_p$ 、 $E_n$ をもって放出される陽子と中性子の間の相対エネルギー $\epsilon_{pn}$ は、両者の質量が等しいと近似すると、非相対論的には

$$\epsilon_{pn} = \frac{1}{2}(E_p + E_n - 2\sqrt{E_p E_n} \cos \psi) \quad (2.2)$$

で与えられる。ここで $\psi$ は陽子、中性子の運動量ベクトルのなす角度である。 $\epsilon_{pn}=0$ は、 $E_p=E_n$ かつ $\psi=0$ の時にのみ満たされる。シングレット重陽子の状態密度関数が70 keVという非常に小さい相対エネルギーで最大値となることと、検出器の有限の分解能を考慮すると、装置としてはこのような点を含むように設定するのが適当と考えられる。また、状態密度関数に関する仮定の妥当性を確認するために、ある程度の範囲まで断面積が $\epsilon_{pn}$ の関数として測定可能なことが望ましい。 $E_p$ および $E_n$ の測定に較べて、中性子の放出角度を同程度の精度で測定するのは困難であるので、 $\psi$ は検出器の幾何学的配置により十分な精度で $0^\circ$ に決まるようにし、 $E_p$ および $E_n$ から断面積の $\epsilon_{pn}$ 依存性を調べるのが最も簡単な方法と考えられる。 $\psi=0^\circ$ の配置は、例えば中性子の透過性を利用することによって実際可能である。以下の我々の実験では、シングレット重陽子の測定はすべて、相対角度が $0^\circ$ で放出される陽子-中性子対の同時計数測定によって行われた。

核分光の道具としての  $d$  に注目して、 $(p, d)$  反応 (C O H 6 9)、 $(^3\text{H}e, d)$  反応 (B O H 7 0、J A N 7 6) および  $(\alpha, d)$  反応 (S A K 8 6) の実験が同じ原理によって既に行われているが、 $(d, d)$  反応はこれまで敬遠され、測定されていない。重陽子は陽子、中性子の弱い束縛状態であるために分解反応の断面積が非常に大きく、同時計数実験においては膨大な偶発同時計数をもたらすということが、理由の一つとしてあげられる。相対的に偶発同時計数を減らす唯一の有効な方法は、検出器の立体角 ( $\Delta\Omega_p$ 、 $\Delta\Omega_n$ ) を大きくとり、ビーム強度 ( $I$ ) とターゲットの厚さ ( $N$ ) を減らすことである。真の同時計数は  $I \cdot N \cdot \Delta\Omega_p \cdot \Delta\Omega_n$  に比例するのに対し、偶発同時計数は  $(I \cdot N \cdot \Delta\Omega_p) \cdot (I \cdot N \cdot \Delta\Omega_n)$  に比例する。いかに大きい立体角を実現するかが、 $(d, d)$  反応の実験的な側面における重要なポイントである。

$(d, ^2\text{H}e)$  反応は、 $(d, d)$  反応の電荷交換型対応物であり、同様の原理に従って測定が行われる。2 5 節でその具体的な方法を述べることにする。

## 2 3 $^{12}\text{C} \xrightarrow{\quad} (d, d) ^{12}\text{C}$ 、 $^{58}\text{Ni} \xrightarrow{\quad} (d, d) ^{58}\text{Ni}$ 反応の有限角度の測定

$^{12}\text{C} (d, d) ^{12}\text{C}$  反応の有限角度の測定は F コースで行われた。図 2-2 に装置の配置を示す。直径 12 cm の小型散乱槽にターゲットが納められ、反応で生成された陽子と中性子は薄いマイラ膜を通して空気中へ導かれて測定された。陽子は、厚さ 100  $\mu\text{m}$  のタイミング用プラスチック=シンチレータを通った後、直径 17 mm のスリットでコリメートされ、それぞれ厚さが 200  $\mu\text{m}$  と 5 mm の  $\Delta E$ -E SSD により検出された。スリットはターゲットから約 120 mm の位置に設定された。中性子検出器には NE 213 液体シンチレータが使用され、ターゲットから約 2 m 離れた位置に、陽子検出器と同軸上に配置された。液体シンチレータは、直径×厚さが 203 cm×254 cm と 127 cm×762 cm の円柱型の、二種類のものが使用された。陽子、中性子検出器はビームをはさんで 3 セットずつ配置され、10° 毎に 15° から 65° までの 6 角度が同時に測定された。

ターゲットは厚さ 10 mg/cm<sup>2</sup> のものが用いられた。2 モード偏極した 56 MeV の重陽子ビームを使って、平均 3 nA の強度で約 60 時間測定が行われ

た。

この実験では、500 ns 以内に、いずれかの SSD といずれかの中性子検出器からタイミング信号があったという事象に対して、データの取り込みが行われた。 $\Delta E$  と  $E$  のエネルギー信号、液体シンチレータの発光量と波形情報、 $\Delta E$  とプラスチックシンチレータのタイミング信号が、通常の処理を経て ADC、TDC に入力され、デジタル化された。中性子検出器の波形情報は、アノード信号からゼロクロス回路 (SPE74) によってタイミング情報に変換され、中性子とガンマ線の識別に使われた。 $\Delta E$ -SSD から  $4 \mu s$  以内に連続してタイミング信号のあった事象はパイルアップしていると判断し、CAMAC のファーストクリアによってデータの取り込みを中止した。データ収集は MBD システムによって行われた。

オフライン処理では、 $\Delta E$ - $E$  のエネルギー信号による陽子の粒子識別と、波形情報による中性子の粒子識別が行われ、それぞれのエネルギーからシングレット重陽子の運動エネルギー等が算出された。中性子エネルギーは飛行時間法によって決定され、中性子の飛行時間は (中性子検出器と陽子検出器のタイミング信号の差) と (SSD のエネルギー信号から算出される陽子の飛行時間) との和で与えられた。中性子の飛行時間は偶発同時計数の引き算にも用いられた。中性子検出器の発光出力はガンマ線源により較正され、中性子エネルギーにして 3 MeV に閾値が設定された。中性子検出器自体の検出効率は、モンテカルロ計算コードにより評価された (CEC79)。中性子が検出されるまでに通過する物質 (陽子検出器、空気等) に対する中性子の透過率は、各物質の構成元素の全断面積 (GAR76) から算出された。検出効率は概ね 5 ~ 20 %、透過率は 80 % 程度である。両者の積によって、実験で得られたカウント数が中性子のエネルギー毎に補正された。

シングレット重陽子としてのエネルギー分解能  $\Delta E_\sigma$  は、

$$\Delta E_\sigma = \sqrt{(\Delta E_p)^2 + (\Delta E_n)^2}$$
$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = \frac{(E_n + m_n)(E_n + 2m_n)}{m_n^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2} \quad (2.3)$$

で与えられる。ここで、 $\Delta E_p$ 、 $\Delta E_n$  は陽子、中性子のエネルギー分解能、 $m_n$  は中性子の質量、 $L$ 、 $T$  は中性子の飛行距離と飛行時間、 $\Delta L$  は中性子検出器の

厚さ、 $\Delta T$ はシステム全体としての時間分解能である。 $\Delta E_p$ と $\Delta T$ は、それぞれ300 keVおよび500 ps程度である。中性子エネルギーが20 MeVの場合シングレット重陽子のエネルギー分解能は、厚さ254 cmと762 cmの液体シンチレータに対してそれぞれ0.9 MeVおよび1.8 MeVとなる。

$^{58}\text{Ni} (d, d) ^{58}\text{Ni}$  反応の測定は、 $^{12}\text{C}$ の場合とほぼ同じ方法で行われた。70 MeVの重陽子ビームで実験が行われ、それに伴いいくつかの点が変更された。中性子の飛行距離が25 mに伸ばされ、立体角を補うために直径×厚さが254 cm×5 cmの円柱型の大型液体シンチレータが併用された。陽子のエネルギーを減ずるために、15 mmのアルミ板が陽子検出器の前に置かれた。さらに、突き抜けた粒子に対してVetoをかけるためのSSDが、陽子検出器の最後部に取り付けられた。タイミング用プラスチック=シンチレータには厚さ200  $\mu\text{m}$ のものが使われた。

厚さ30 mg/cm<sup>2</sup>のターゲットで実験は行われた。データ収集はRDPシステムによって行われ、Vetoは同時の事象の判断で考慮に入れられた。パイルアップ情報はハード的な禁止に使わず、データとして読み込みオフライン処理で使った。

24  $^{12}\text{C} (\vec{d}, \vec{d}) ^{12}\text{C}$ 、 $^{58}\text{Ni} (\vec{d}, \vec{d}) ^{58}\text{Ni}$  反応、および  
 $^{12}\text{C} (\vec{d}, p n) ^{12}\text{C}_{\text{gnd}}$ 、 $^{90}\text{Zr} (\vec{d}, p n) ^{90}\text{Zr}_{\text{gnd}}$  反応の  
 0° の測定

シングレット重陽子を同時計数法で測定する場合、入射重陽子と測定される陽子および中性子の間の(運動量/電荷)の比は、およそ2:1:∞となる。従って、マグネティック=スペクトログラフを使って各粒子を空間的に分離することができ、23節の方法ではできなかった前方角度、特に0°の測定が可能となる。

Bコースにおいて偏極スペクトログラフDUMAS (NOR86)を使い、( $d, d$ )反応の0°の測定が行われた。図2-3に装置の配置と各粒子の代表的な軌道を示す。DUMASは運動量分散のある第一焦点と、運動量分散が零である第二焦点との二つの焦点を持っている。反応で生成された陽子は、第一焦点でス

リットにより適当な運動量のものが選択された後、再び単色的に集束したものが  $25\text{ }\mu\text{m}$  のマイラ膜を通して空气中へ導かれ、第二焦点で検出された。中性子は、第一双極電磁石のヨークに開けられた直径  $10\text{ cm}$  の穴を通過し、 $50\text{ }\mu\text{m}$  のマイラ膜を経て空气中へ導かれ測定された。通常の DUMAS を用いた偏極移行の実験と異なり、第一焦点には検出器は置かれなかった。

入射重陽子ビームは DUMAS 中へ進入するが、注目する陽子の 2 倍以上の半径の軌道を描き、第一双極電磁石の壁面に当たって止められる。絶縁された厚さ  $10\text{ mm}$  のステンレス板が第一双極電磁石の両壁に取り付けられており、通常のファラデー=カップと同様にビームの照射量を知ることが出来る。

中性子検出器には、直径×厚さが  $127\text{ cm} \times 762\text{ cm}$  の円柱型の NE 213 液体シンチレータが用いられ、ターゲットから  $38\text{ m}$  離れた位置に配置された。

陽子検出器は、 $200\text{ }\mu\text{m}$  のタイミング用プラスチック=シンチレータ、 $200\text{ }\mu\text{m}$  の  $\Delta E$ -SSD、および  $5\text{ mm}$  の E-SSD から構成された。粒子は DUMAS の第二焦点へほぼ平行に入射してくるが、検出器の有感面積を明確にするために直径  $20\text{ mm}$  のスリットが置かれた。

第二焦点にはこの陽子検出器の他に、DUMAS の磁場調整のためのモニター検出器が設置された。両者はパルスモータ駆動される台に取り付けられ、磁場調整時と測定時に切り替えて使用された。モニター検出器は、有感領域が約  $10\text{ cm} \times 5\text{ cm}$  の二次元的位置読み出し可能な単芯比例計数管と、直径  $5\text{ cm}$  の NaI から構成された。

$0^\circ$  の測定では、重陽子弾性散乱の断面積が急激に増大するため、ターゲットで弾性散乱された重陽子が DUMAS の入口スリットに当たって分解された、という事象の混入する恐れが大きくなる。このような事象を識別するためにアクティブ=スリットが使われた。スリットのエッジ  $0.2\text{ mm}$  を厚さ  $0.5\text{ mm}$  のプラスチック=シンチレータに置き換え、そこから信号が発生するような事象はスリットから散乱されたものであるとして棄却しようとするものである。アクティブ=スリットは散乱槽内部に取り付けられ、立体角が  $56\text{ msr}$  (DUMAS の最大立体角) になるようにセットされた。シンチレータから発せられた光は、直径×長さが  $0.5\text{ mm} \times 25\text{ cm}$  のアクリルファイバーの束を通して空气中へ導かれ、光電



子増倍管によって電気信号に変えられた。

ターゲットには、厚さ  $15 \text{ mg/cm}^2$  の  $^{12}\text{C}$  フォイル、および厚さ  $566 \text{ mg/cm}^2$  の  $^{58}\text{Ni}$  フォイルが使用され、それぞれ  $56 \text{ MeV}$  と  $70 \text{ MeV}$  の重陽子ビームで実験が行われた。 $70 \text{ MeV}$  での測定では注目するエネルギーの陽子が  $5 \text{ mm}$  の SSD で止められないため、陽子検出器の前に厚さ  $15 \text{ mm}$  のアルミ板を置いてエネルギーを減じた。実験は 4 モード偏極したビームで行われ、ビーム強度は  $0.3 \sim 2 \text{ nA}$  であった。 $0^\circ$  ではベクトル偏極分解能が 0 であるので、表 2-1 の最初の二つの偏極度のセットは必要ない。しかし、ポラリメータで利用している  $^{12}\text{C}$  による重陽子の弾性散乱では、テンソル偏極分解能が非常に小さい (KAT85) ため、ビームの偏極度を精度良く知るにはこの二つのセットが必要である。ポラリメータに必要なビーム量は僅かなので、表 2-1 の 4 つのセットを  $2:2:9:9$  の割合の時間間隔で切り替えて測定を行った。

この実験では、陽子検出器から信号があったという包括的事象と、 $500 \text{ ns}$  以内に陽子検出器と中性子検出器の両方からタイミング信号があったという同時の事象の両方に対して、データの取り込みが行われた。ただし、計算機による不感時間の影響を軽減するために、包括的事象は  $1/200$  に間引いたものが入り込まれた。検出器からの信号は、2-3 節と同様の方法で処理された。アクティブ=スリットはハード的な Veto にせず、タイミング信号として入力された。データ収集には RDP システムが用いられた。ただし、モニター検出器の信号は event by event モードでは記録せず、パーソナル=コンピュータに集束度、エネルギー収差などの相関図として表示させ、磁場調整時に使うのみにとどめた。

この実験は、・測定する陽子のエネルギーが低い、・第一焦点に検出器が入っていない、・第二焦点の検出器が小さい、等の点で通常の DUMAS を用いた実験と条件が異なっている。そのため、独自の磁場セットが第二焦点での集束度だけに注目して探索された。第二焦点での収差が大きい場合、検出されない陽子の無視できなくなる可能性がある。DUMAS の立体角を変えてテストを行い、中心軌道に対し  $\pm 7\%$  の運動量の範囲では、ほぼ  $100\%$  の検出効率の得られることが確かめられた。

一度に測定可能な陽子エネルギーの範囲は、この運動量アクセプタンスによって制限される。陽子-中性子間の相対エネルギー分布の議論のために、磁場の強さ

を三回変えて接続することにより、広いエネルギー範囲の測定が行われた。

中性子エネルギーは飛行時間法により決定された。中性子の飛行時間は、（中性子検出器と陽子検出器のタイミング信号の差）と、（SSDのエネルギー信号から算出される陽子の飛行時間）との和で与えられる。陽子の平均飛行距離が78 mと長いため、後者を正確に算出できることが分解能の点で重要である。陽子エネルギーと陽子飛行時間の対応表が、 $(d, p \gamma X)$  反応を使って各磁場セット毎に作られた。立体角によって生じる時間収差が、第二焦点においては小さいというDUMASの特徴が最大限に生かされた。

システムチェックのため、DUMASを $35^\circ$ にセットして $^{12}\text{C}$ による重陽子弾性分解反応の測定が行われた。入射ビームは散乱槽内で止められた。23節で述べた方法による $35^\circ$ の結果と比較したところ、両者の一致することが確かめられた。陽子エネルギーの絶対値は、 $\text{CH}_2$  フォイルターゲットを使って $^1\text{H}(d, p)^2\text{H}$ および $^1\text{H}(d, ^2\text{He})n$ 反応(MOT88a)を測定することにより、1%の精度で較正された。

重陽子の弾性分解反応で、陽子、中性子が同じ角度に放出されるという過程が、 $0^\circ$ と $75^\circ$ についてはほぼ同じ方法で測定された。主な相違点は、高いエネルギーの陽子を測定するため、E検出器として2つのSSDが重ねて使われたことである。厚さが $700\text{ }\mu\text{m}$ と5 mm、および2つの5 mmという二種類の組合せが使用された。 $7.5^\circ$ の測定の時、入射ビームは散乱槽内で止められた。ターゲットには、厚さ $40\text{ mg/cm}^2$ の $^{12}\text{C}$ フォイルと、厚さ $571\text{ mg/cm}^2$ の $^9\text{Zr}$ フォイルが使用され、いずれも56 MeVの重陽子ビームで測定が行われた。データ収集はJ11システムによって行われた。 $^{12}\text{C}$ に関しては、 $(d, d)$ 反応測定時に同時に取得されていたデータと併せて、完全な三階微分断面積分布が得られた。

## 2.5 $^2\text{He}$ の測定方法

$^2\text{He}$ の測定は、シングレット重陽子と同じ原理によって行われるが、実際上は以下の点でシングレット重陽子の場合と異なっている。

- ・中性子のように透過性が利用できないので、相対角度  $0^\circ$  の配置がとれない。
- ・2陽子間のクーロン力によって状態密度分布が高エネルギー側に押しやられ、シングレット重陽子の場合に  $70 \text{ keV}$  であったピーク位置の相対エネルギーの値は、 $600 \text{ keV}$  にまでなってしまう (図1-1)。

後者は、相対角度  $0^\circ$  で測定するのが必ずしも得策でないという点で前者と関連している。例えば  $60 \text{ MeV}$  の  $^2\text{He}$  の場合、相対角度が約  $11^\circ$  で放出される2陽子を検出すると最も測定効率がよいことになる。

これまでに用いられてきた ( $d, ^2\text{He}$ ) 反応の測定方法は2つに大別される。

1. 小さい相対角度に配置された2つの固体検出器によって2陽子を同時計数測定する (STA79、BEA82、MOT86)。
2. 一つの大立体角スペクトログラフによって2陽子を同時に運動量分析し、焦点面に置かれた複数の検出器により同時計数測定を行う (ELL87)。

固体検出器が使えないようなエネルギーの高い領域では、必然的に2の方法が採用されることになる。スペクトログラフは、相対角度が小さくしかもエネルギーの揃った2粒子を自動的に選択し、弾性散乱された重陽子 (あるいは入射重陽子自身) を排除するフィルターとしての機能を持っているため、 $^2\text{He}$  のみに対して非常に感度が高い。特に、数百  $\text{MeV}$  以上のエネルギー領域では大変有効な方法である。

1の方法は  $50 \sim 100 \text{ MeV}$  のエネルギー領域で一般的に採用されてきた。しかし、2陽子間の相対運動量の方向が限定されてしまうことや、固体検出器の不感部分のために小さい相対角度と大きい立体角の両方の要求を同時に満たすのが困難であること等から、2の方法を高エネルギーの  $^2\text{He}$  に対して用いた場合と同じ程度の効率を得ることは通常不可能である。また、弾性散乱された重陽子も固体検出器には入射するため、弾性散乱の計数率が支配的になる前方角度では、測定は非常に困難なものとなる。これらが ( $d, ^2\text{He}$ ) 反応の広範な研究を妨げてきた原因の一つと考えられる。

低エネルギーの  $^2\text{He}$  の測定において、弾性散乱された入射粒子を排除する目的でスペクトログラフが用いられた例は、 $52 \text{ MeV}$  における Aarts 等のもの (AAR80) と、 $70 \text{ MeV}$  における本林等 (MOT88a) のものがある。しかしいずれの例でも、スペクトログラフのアクセプタンスは実験室系での2陽

子の広がり極僅かな位相空間しか覆っておらず、測定効率が非常に悪いため、 $0^\circ$ を含む前方角度の測定や、高分解能等を目的とした特殊な場合にしかこの方法は適用されていない。

## 2.6 ${}^4\text{He}(\text{d}, {}^2\text{He}){}^4\text{H}$ 反応の測定

${}^4\text{He}(\text{d}, {}^2\text{He}){}^4\text{H}$  反応の実験では、前節の1の方法が採用された。この反応ではターゲットが軽く、しかもQ値が $-22.0\text{ MeV}$ と深いため、測定は $70\text{ MeV}$ の入射重陽子で行われた。 $(\text{d}, {}^2\text{He})$ 反応の実験としては初のガスタargetによる測定であり、いくつかの工夫がなされた。

ガスタargetによる測定では、通常ダブル=スリットで放出粒子の角度を限定する方法がとられる。特にターゲットが軽い場合には、角度の不定性は運動学的なエネルギー分解能の悪化として現れ、重要な問題となる。その一方で、同時計数実験としては立体角をできるだけ大きくとりたいという要求がある。この両方を満たす解決策として、測定系を飛跡追尾型にするということが考えられる。最も簡単には、ターゲットと固体検出器の間に二つの透過型位置検出器を直列に配置することによって、飛跡追尾が可能である。この場合位置検出器としては、

- ・多重散乱による角度広がりを抑えるため、物質量の少ないもの、
- ・ターゲット側に近いものは高計数率になるので、それに耐えられるもの、
- ・狭いスペースに配置できるよう、不感領域の小さいもの、

等の条件を満たすことが必要である。我々は、二次元的な位置読み出し可能なドリフト型単芯比例計数管（以下SWDCと略）を用いて、飛跡追尾型 ${}^2\text{He}$ 検出器を作成した。実際必要とされるドリフト距離は約 $1\text{ cm}$ で、SWDC自体の不感時間は $200\text{ ns}$ 程度と考えられるので、速い回路の使用により高計数率測定が可能である。カウンタの小型化のために、通常用いられている電場形成ワイヤは使わず、図2-4のような構造にした。基本的発想は、カソード、ドリフト=プレート間の“平行平板”間の一様電場を利用して、ドリフト速度を一定に保とうというものである。アノード=ワイヤへ電子を導くためにカソードにスリットが開けられているが、アノードの作る電場がスリットによる乱れを丁度補うように、電場

計算によって幾何学的構造を決めた。粒子が通過した位置の縦方向はドリフト時間によって決定し、横方向は254mm間隔のカソード=ストリップを抵抗で接続したプレートに誘導される電荷の比例分割によって求めた(OHG86)。

実験はEコースで行われた。測定に用いた装置の概略を図2-5に示す。これらを全て直径約1mの大型散乱槽に納め、真空中で動作させた。カウンタ=テレスコープは、それぞれ200 $\mu$ mおよび5mmの $\Delta E$ -E SSDと、その前面の200 $\mu$ mのタイミング用プラスチック=シンチレータ、背面の突き抜けた粒子のVetoのための1mmのプラスチック=シンチレータから構成される。SSDの有感面積を最大限に生かすため、 $\Delta E$ とEの間にスリットを入れて立体角が決まるようにした。4台のカウンタ=テレスコープが互いに相対角度10°で配置された。SWDCは4セルが一つのアクリルケースに納められ(図2-6)、カウンタ=テレスコープの前に大小の2台が置かれた。SWDCのそれぞれのセルはガスの流れに対して直列に接続され、約1/3気圧のAr+CH<sub>4</sub>の混合ガス(混合比65:35)で動作させた。さらに前面に、ターゲット=ガスセルの窓面などで散乱された粒子がSWDCへ入射するのを防ぐためにスリットが置かれ、全体としてはダブル=スリットの構造となっている。ターゲットがフォイルであった場合のテレスコープ一台当りの立体角は約38msrである。タイミング用およびVetoのためのプラスチック=シンチレータから発せられた光は、直径×長さが1mm×40cmのアクリルファイバーの束を通して光電子増倍管へ導かれ、電気信号に変えられた後大気中へ引き出された。

ターゲット=ガスセルは直径約18cmの円盤型で標準的なものである。ビームの入口窓のみパイプによって約10cm上流に移し(図2-5)、ガスセル中に10mm×5mmのスリットを設置して、入口窓で散乱された粒子が検出器系に入射するのを防ぐ構造にした。窓面には入口、出口とも10 $\mu$ mのHavarフォイルがはられ、ガス圧は2気圧で測定が行われた。また、CH<sub>2</sub>フォイルターゲットを用いて飛跡追尾やSSDのエネルギーの較正が行われた。

4モード偏極した重陽子ビームが用いられ、各モードは同じ比率で約1秒間隔で切り替えられた。平均3nAのビーム強度で約72時間測定が行われた。その間検出器システムの角度は固定され、<sup>2</sup>Heの角度にして( $\theta, \phi$ ) = (125°, 180°), (175°, 180°), (182°, ±1638°), (22

$5^\circ$  ,  $180^\circ$  ) が同時に測定された。ここで、 $\theta$  は入射重陽子運動量ベクトル ( $\mathbf{P}_i$ ) と  $^2\text{He}$  の運動量ベクトル ( $\mathbf{P}_r$ ) のなす角度、 $\phi$  は入射ビームの偏極の量子化軸と  $\mathbf{P}_i \times \mathbf{P}_r$  とのなす角度である。

この実験では、4つの  $\Delta E$  SSDからのタイミング信号のうち、いずれか2つが  $300\text{ ns}$  以内でオーバーラップした、という事象を同時の事象と考え、データの取り込みを行っている。この時、Veto カウンタからも信号があった場合には CAMAC のファーストクリアによって取り込みが中止された。 $\Delta E$  と  $E$  のエネルギー信号および  $\Delta E$  と  $200\text{ }\mu\text{m}$  プラスチック=シンチレータのタイミング信号は、通常の処理を経て ADC、TDC により取り込まれた。SSD シグナルのパイルアップに関しては、パルス整形アンプの内部で判断された結果がコインシデンス=レジスタによって読み込まれ、オフライン処理でのみ利用された。SWDC のアノード信号はタイミングのみが取り込まれ、タイミング用プラスチック=シンチレータの TDC データとの差でドリフト時間が算出された。後方の SWDC のカソード信号は、SSD のエネルギー信号と同様の処理を経て ADC により取り込まれた。前方の SWDC は計数率が高いため、カソード信号はファースト=リニア=アンプと電荷有感型 ADC により速い読み込みが行われた。ただし、ドリフト時間の違いによって各チャンネルに最適なゲートのタイミングにばらつきが生じるので、チャンネル毎に個別にゲートの設定できる ADC が用いられ、各 SWDC のアノード信号のタイミングがゲートとして使われた。データ収集は J11 システムによって行われた。

オフライン処理では、 $\Delta E$ - $E$  のエネルギー信号から陽子の粒子識別を行い、飛跡追尾によって得られた情報から三体の運動学 (OHL65) に従って、反応  $Q$  値が算出された。タイミング信号は偶発同時計数の引き算に用いられた。

エネルギー分解能は、同一の装置によって測定した  $^{14}\text{N}(\text{d}, ^2\text{He})^{14}\text{C}$  反応の準位の幅などから、約  $0.8\text{ MeV}$  と判断される。



### 3 章 (d, d̄) 反応

#### 3 1 $^{12}\text{C}$ (d, d̄) $^{12}\text{C}$ 反応の測定結果

図 3-1 は、実験で得られた  $^{12}\text{C}$  (d, p n)  $^{12}\text{C}$  反応の  $35^\circ$  における Yield を、陽子エネルギー  $E_p$  と中性子エネルギー  $E_n$  に対する 2 次元ヒストグラムとして表したものである。30 MeV 以上の陽子は厚さ 5 mm の SSD では止められないため、 $E_p$  の高い部分が欠落している。放出される陽子と中性子の運動量ベクトルのなす相対角度を  $0^\circ$  であると仮定した場合、(2-1) 式から計算される相対エネルギー  $\varepsilon_{pn}$  のいくつかの値に対する等高線が、図中に合わせて示されている。相対エネルギーの非常に小さい領域が、拡大されて観測されていることがわかる。検出器の有限の立体角による相対エネルギーの広がり、 $E_p = E_n = 20$  MeV の付近で 40 keV 程度である。

実験の Yield は、 $E_p + E_n$  が一定となるようないくつかの線上に集中している。これらは  $^{12}\text{C}$  の準位に対応しており、その励起エネルギーが図中に示されている。励起エネルギーが 15 MeV 以上の準位に対する Yield は、相対エネルギーが 300 keV 以下の領域に集中しており、シングレット重陽子による寄与であることを示唆している。

シングレット重陽子の寄与を強調して眺めるために、相対エネルギーが 300 keV 以下である陽子-中性子対のみについて、そのエネルギーの和  $E_p + E_n$  のスペクトルを描いたものが図 3-2 である。図中に示されているように、 $1^+$  ( $E_x = 15.1\text{MeV}$ )、 $2^+$  ( $E_x = 16.1\text{MeV}$ )、 $2^-$  ( $E_x = 19.4\text{MeV}$ ) および  $4^-$  ( $E_x = 19.5\text{MeV}$ ) の、良く知られている  $^{12}\text{C}$  の  $T = 1$  状態が強く励起されていることがわかる。このことは、 $S = 0$ 、 $T = 0$  のターゲットに対する (d, d̄) 反応の選択則に合致しており、我々の測定方法がシングレット重陽子を抽出するのに有効であることを示している。2-3 節で述べたようにエネルギー分解能は 1 MeV 程度であるので、 $1^+$  と  $2^+$ 、および  $2^-$  と  $4^-$  を分離することはできない。以下では便宜上、それぞれを合わせて  $1^+ - 2^+$ 、 $2^- - 4^-$  と表し、一つの状態として扱うことにする。

ところで、(d, d̄) 反応では励起されないはずの、 $0^+$  ( $E_x = 0\text{MeV}$ )、 $2^+$  ( $E_x = 4.4\text{MeV}$ )、 $3^-$  ( $E_x = 9.6\text{MeV}$ ) といった  $T = 0$  の準位も、図 3-2 では見えている。

相対エネルギーの小さい陽子-中性子対は、 $^1S_0$ 状態に存在する確率が強調される  
 と言うものの、それ以外の状態が禁止されるわけではない。T = 0 の準位の励  
 起は、陽子-中性子の $^1S_0$ 以外の散乱状態への遷移によって引き起こされたもので  
 ある。このようなスピン、荷電スピン移行量の異なる過程が混入することは、(d, p)  
 反応を核分光の道具として用いようとする際の制限となる。

しかしながら、陽子-中性子間の相対エネルギーに対する分布の振舞いを調べる  
 ことにより、いずれの過程によってその準位が励起されたかを我々は識別するこ  
 とが出来る。次節でその具体的な方法を述べることにする。

### 3.2 Migdal-Watson近似

以後の議論のためにここでいくつかの定義を明確にしておく。終状態が三体に  
 なる反応の通常の運動学的取り扱い (OHL65) に従って図3-3のような座標  
 系を導入する。質量中心系の量は  $\mathbf{r}_{pn}$ 、 $\mathbf{r}_{A-pn}$  で表し、実験室系の量は  $\mathbf{r}_p$ 、 $\mathbf{r}_n$   
 で表すことにし、区別を明らかにする場合にはそれぞれ C、L を肩字に付けるこ  
 とにする。また、 $\mathbf{r}$  に対応する運動量、波数、立体角、換算質量を、例えば  $\mathbf{r}_{pn}$   
 に対しては  $\mathbf{p}_{pn}$ 、 $\mathbf{k}_{pn}$ 、 $\Omega_{pn}$ 、 $\mu_{pn}$ 、というように、共通の添字で表すことにす  
 る。ただし、始状態と終状態に対する  $\mathbf{p}_{A-pn}$  は、二体反応との対応のために  $\mathbf{P}_i$ 、  
 $\mathbf{P}_f$  という表記も用いることにする。三体反応としての A (d, p n) A' 反応の  
 実験室系と質量中心系の三階微分断面積は、

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p} = J \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{A-pn} d\Omega_{pn} d\epsilon_{pn}} \quad (3.1)$$

によって関係付けられる。ここで、ヤコビアン J は、

$$J = \frac{1}{\mu_{A-pn} p_{A-pn} \mu_{pn} p_{pn}} \cdot \frac{m_p m_n m_A p_p p_n}{m_n + m_A + m_n (\mathbf{p}_p - \mathbf{P}_i) \cdot \mathbf{p}_n / p_n^2} \quad (3.2)$$

で与えられ、 $m_p$ 、 $m_n$ 、 $m_A$  はそれぞれ陽子、中性子、ターゲット核の質量である。  
 平面波の波動関数を

$$\langle \psi_{\mathbf{p}} | \psi_{\mathbf{p}'} \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \quad (3.3)$$

と規格化することになると、三体の位相空間因子  $\rho^C$  は、

$$\rho^C \cdot d\Omega_{A-pn} d\Omega_{pn} d\epsilon_{pn} = h^{-6} \mu_{A-pn} p_{A-pn} \mu_{pn} p_{pn} \cdot d\Omega_{A-pn} d\Omega_{pn} d\epsilon_{pn} \quad (3.4)$$

で与えられる。

M i g d a l、W a t s o n の議論 (M I G 5 5、W A T 5 2) に従うと、

- ・陽子-中性子間の相対エネルギー ( $\epsilon_{pn}$ ) が小さい、
- ・陽子-中性子間の終状態相互作用が非常に強い、
- ・反応を引き起こす相互作用のレンジが短い、

の条件が満たされる場合、三階微分断面積は

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{A-pn}d\Omega_{pn}d\epsilon_{pn}} = C \cdot P(\epsilon_{pn}) \quad (3.5)$$

のように  $\epsilon_{pn}$  非依存部分 (C) と  $\epsilon_{pn}$  依存部分 ( $P(\epsilon_{pn})$ ) に分離できると考えられる。 $P(\epsilon_{pn})$  は状態密度関数と呼ばれ、

$$P(\epsilon_{pn}) = \rho^c \left( \frac{\sin \delta}{k_{pn}} \right)^2 \quad (3.6)$$

で与えられる。 $\delta$  は陽子-中性子散乱を記述する Phase Shift である。

ここでは陽子-中性子対が終状態相互作用する過程のみを考えることにする (それ以外の過程の重要性は4章で考察する)。陽子-中性子間の相互作用は、我々が扱っているような低いエネルギー領域では、S 状態におけるものが支配的で、 $L \geq 1$  の状態の寄与は無視してよい。従って、前節で述べた  $^{12}\text{C}$  の  $T=0$  の状態の励起は、陽子-中性子の  $^3S_1$  散乱状態への遷移によって引き起こされたものと考えられる。

10 MeV 以下のエネルギー領域では、 $\delta$  は有効距離理論により

$$k_{pn} \cot \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k_{pn}^2 \quad (3.7)$$

で与えられる。散乱長  $a$  と有効距離  $r_0$  を、 $^1S_0$  状態に対して、

$$a = -27.35 fm, \quad r_0 = 2.75 fm \quad (3.8)$$

$^3S_1$  状態に対して、

$$a = 5.424 fm, \quad r_0 = 1.760 fm \quad (3.9)$$

(DUM 83) としたときの  $P(\epsilon_{pn})$  が、図 1-1 にそれぞれ実線と点線で示されている。両者は 1 MeV 以下の領域で非常に異なった振舞いをしていることがわかる。

さて、これらの  $P(\epsilon_{pn})$  と実験で得られる  $\epsilon_{pn}$  依存性を比較するためには、

検出器の有限の立体角がもたらす効果を評価しなくてはならない。実験的に直接得られる量で比較できた方が不定性が少ないので、 $\epsilon_{pn}$ の代わりに陽子エネルギー $E_p$ に対する分布で比較することにする。(3 5)式のCの $\Omega_{p-n}$ 依存性が検出器の立体角の範囲で無視できるとすると、陽子エネルギースペクトルは

$$C \int_{\Delta\Omega_p} \int_{\Delta\Omega_n} J \cdot P(\epsilon_{pn}) d\Omega_p d\Omega_n \quad (3 10)$$

で与えられる。Cを除く部分から予想される $^1S_0$ 状態と $^3S_1$ 状態に対する陽子エネルギースペクトルを図3-4に示す。それぞれの形は非常に異なったものになっており、両者の識別の可能なことを示している。

実際に実験で得られた陽子スペクトルの例を、 $T = 1$ の状態( $2^-$ ;  $E_x = 19.3 \text{ MeV}$ )について図3-5 aに示した。図中の実線は、陽子エネルギーの線型関数であると仮定したバックグラウンドと、 $^1S_0$ 状態に対して予想されたスペクトルの定数倍との和で、実験結果をフィットしたものである。ただし、中性子検出器の効率はフィットする曲線に含められており、そのエネルギー依存性を反映して非対称な形になっている。また、完全な陽子エネルギー分布は得られていないが、 $T = 0$ の状態( $0^+$ ;  $E_x = 0 \text{ MeV}$ )についても、実験結果と $^3S_1$ 状態に対するスペクトルでフィットしたものを図3-5 bに示した。いずれも実験値は計算によって良く再現されており、近似の正しいことを示している。このようにフィットによって引き出した $^1S_0$ 状態の寄与のみを、以下の解析では用いた。

ところで、(3 10)式の計算は数値積分によっても可能だが、モンテカルロ=シミュレーションによっても計算できる。後者は、 $E_p$ 以外の分布も簡単に計算でき、5章で述べられるような複雑な実験条件にも比較的簡単に対応できる、等の利点があるので、目的に応じて両方が用いられた。図3-6 aは、相対エネルギーが(3 6)式で与えられる分布を持ち、その質量中心が陽子検出器の立体角を通過するような陽子-中性子対を乱数で発生させたとき(破線)、陽子、中性子検出器によって同時計数される割合(実線)を、相対エネルギーに対する分布として描いたものである。測定装置が0 2 MeV以下の相対エネルギーの陽子-中性子対に対して感度の高いことがわかる。また、破線と実線の占める面積の比が、測定装置のシングレット重陽子に対する一種の検出効率であると考えられる。次節の有効立体角の定義で再びこの点を考察することにする。

参考のために、2.5節で述べた1の方法による $^2\text{He}$ の測定の代表的な例として、Stahel等の用いた測定条件(STA79)での $(d, ^2\text{He})$ 反応に対する同様の計算を図3-6bに示す。破線は陽子検出器一つ当りの立体角に規格化されている。この測定方法では、相対エネルギーが0の付近は感度がなく、0.5 MeV程度をピークとして高い相対エネルギーまで感度のあることが特徴である。 $(d, ^2\text{He})$ 反応は $(d, d)$ 反応と同様の原理に基づく荷電スピン類似型の反応であるが、実際に測定している位相空間がこのように異なっているのは注意すべき点である。

### 3.3 DWBAによる取り扱い

#### 3.3.1 枠組み

実験で得られた陽子エネルギー分布がMigdal-Watsonの近似によって説明されることを、前節で示した。しかし、(3.5)式は断面積の相対エネルギー分布を与えてくれるのみで、絶対値、および角度分布については何も教えてくれない。また、この近似がどの程度の相対エネルギーまで妥当であるかは興味のあるところである。この節では、歪曲波ボルン近似(DWBA)の枠組みで $(d, d)$ 反応を取り扱うことにより、Migdal-Watson近似を考え直すことにする。

$A(d, pn)A'$  反応の三階微分断面積は、一般的には

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{A-pn}d\Omega_{pn}d\epsilon_{pn}} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\mu_{A-pn}}{P_i} \rho^c |T|^2 \quad (3.11)$$

で与えられる。ただし、散乱粒子とターゲット核のスピンのZ成分に関する和、および始状態のスピン自由度に関する平均は省略して書いた。重陽子弾性分解反応に関する議論(BAU76、RYB72)を参考にして、T行列要素をprior-form DWBA形式で表すと、

$$T = \langle \chi^{(-)}(\mathbf{P}_f) \Psi_{A'} \psi_{pn} | V | \phi_d \Psi_A \chi^{(+)}(\mathbf{P}_i) \rangle \quad (3.12)$$

となる。ここで、 $\Psi_A$ 、 $\Psi_{A'}$ はそれぞれターゲット核の始状態、終状態の内部波動関数、 $\phi_d$ は重陽子の内部波動関数、 $\phi_{pn}$ は陽子と中性子の相対波動関数、 $\chi$ は陽子と中性子の質量中心とターゲット核との相対波動関数、 $V$ は反応相互作用であ

る。この表現は、入射重陽子が非束縛状態へ遷移する一種の非弾性散乱として、重陽子分解過程を扱ったものと見なすことが出来る。

(3 1 2) 式は、散乱粒子の内部座標、ターゲット核の内部座標、および両者の相対座標に関する積分を含んでいる。これを実行して三体反応の断面積を求めることも可能だが、我々の目的は (d, d) 反応を二体反応として取り扱うことであるので、そのために以下の近似を導入する。

・重陽子の波動関数  $\phi_d$  は  $^3S_1$  状態のみであるとする。

$$|\phi_d\rangle = \phi_d(r_{pn})|s\rangle \quad (3 1 3)$$

|s> はスピン部分である。

・陽子-中性子の相対波動関数  $\phi_{pn}$  は自由な空間での陽子-中性子の相対波動関数で近似されるものとし、その  $^1S_0$  状態のみを考慮する。

$$|\psi_{pn}\rangle = \psi_{pn}(\epsilon_{pn}, r_{pn})|s'\rangle \quad (3 1 4)$$

|s'> はスピン部分である。

これらの近似によって、 $r_{pn}$  に関する積分は反応相互作用  $V$  の部分波展開の  $L=0$  部分のみが残り、他の積分から分離して予め実行することが出来る。ここで有効相互作用  $\bar{V}(\epsilon_{pn}, r_{A-pn})$  を

$$\bar{V}(\epsilon_{pn}, r_{A-pn}) = \int \psi_{pn}(\epsilon_{pn}, r_{pn}) V(r_{A-pn} + \frac{1}{2}r_{pn}) \phi_d(r_{pn}) d^3r_{pn} \quad (3 1 5)$$

と定義し、二体の位相空間因子

$$\rho^{(1)} = h^{-3} \mu_{pn} p_{pn}, \quad \rho^{(2)} = h^{-3} \mu_{A-pn} p_{A-pn} \quad (3 1 6)$$

を導入する。 $\bar{V}(\epsilon_{pn}, r_{A-pn})$  を用いて二体反応の微分断面積に対応するものを

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{A-pn}} [\bar{V}(\epsilon_{pn})] = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\mu_{A-pn}}{P_i} \rho^{(2)} |\langle \chi^{(-)}(\mathbf{P}_f) \Psi_{A's'} | \bar{V}(\epsilon_{pn}, r_{A-pn}) | s \Psi_A \chi^{(+)}(\mathbf{P}_i) \rangle|^2 \quad (3 1 7)$$

のように定義することができる。これは  $\text{fm}^5$  の次元を持つので正確には断面積ではない。散乱粒子のスピン部分に関しては複合粒子の非弾性散乱と同様に微視的に扱う (MAD66)。(3 1 7) 式は二体反応の DWBA コードにより計算可能である。(3 1 1-1 2) 式と比較すると三体反応としての微分断面積は

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_{A-pn} d\Omega_{pn} d\epsilon_{pn}} = \rho^{(1)} \frac{d\sigma}{d\Omega_{A-pn}} [\bar{V}(\epsilon_{pn})] \quad (3 1 8)$$

で与えられる。我々はこの計算を実行し、(3 6) 式の振舞いと比較することに



する。計算に用いたいくつかのモデルをここでまとめておく。

### 3 3 2 散乱粒子波動関数

$\phi_{pn}$ は有効距離理論による解

$$\psi_{pn}(r_{pn}) = e^{-i\delta} \frac{\sin(k_{pn}r_{pn} + \delta)}{k_{pn}r_{pn}} \quad (3 1 9)$$

を漸近形とし、原点で正則な井戸型ポテンシャルの解と  $r_{pn} = 1.4 \text{ fm}$  で接続した (P H I 6 4)。  $\phi_d$  は Hulthen 型波動関数 (M O R 5 8)

$$\phi_d(r_{pn}) = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\beta-\alpha)^2}} \frac{e^{-\alpha r_{pn}} - e^{-\beta r_{pn}}}{r_{pn}}$$

$$\alpha = 0.2317 \text{ fm}^{-1}, \quad \beta = 1.202 \text{ fm}^{-1} \quad (3 2 0)$$

を用いた。Paris 重陽子波動関数 (L A C 8 1) の S 波部分を用いた計算も行ったが、以下の議論において両者はほとんど差が認められなかった。

重陽子およびシングレット重陽子に対して 0 s シェル模型配位を仮定すると、  
(d, d) 反応 (および (d,  $^2\text{He}$ ) 反応) の散乱粒子分光学的因子は、(d, d') 反応と対比させて書くと、

(d, d')	(d, d)	
$3^{1/2}$	0	$\Delta S = 0, \Delta T = 0$
$2^{1/2}$	0	$\Delta S = 1, \Delta T = 0$
0	0	$\Delta S = 0, \Delta T = 1$
0	-1	$\Delta S = 1, \Delta T = 1 \quad (3 2 1)$

となる。シェル模型を使うことの妥当性はよくわからないが、計算にはこの値を用いた。

### 3 3 3 光学ポテンシャル

(3 1 7) 式から微分断面積は主に有効相互作用  $\bar{V}$  を通じて  $\varepsilon_{pn}$  に依存するものと考えられるが、それ以外にシングレット重陽子の歪曲波を記述する光学ポテンシャルを通じての依存性が考えられる。さて、シングレット重陽子の光学ポテンシャルとしてどのようなものが適当であろうか。

通常の重陽子に対する光学ポテンシャルに対しては、F o l d 模型による記述がある程度成功している (M A T 8 6)。これに類似した計算が、v a n D r i e l 等による ( $^3\text{He}, ^2\text{He}$ ) 反応の解析の中で行われている (D R I 8 0)。

彼らは、陽子-核散乱の光学ポテンシャルの実体積部分  $V_p$  と  $^2\text{He}$  の波動関数  $\phi_p$  から

(3 2 2)

$$V_{pp} = \int \psi_{pp}(\epsilon_{pp}, r_{pp}) [V_p(r_{A-pp} + \frac{1}{2}r_{pp}) + V_p(r_{A-pp} - \frac{1}{2}r_{pp})] \psi_{pp}(\epsilon_{pp}, r_{pp}) \rho^{(1)}(\epsilon_{pp}) d^3r_{pp}$$

により与えられる  $V_{pp}$  を、 $^2\text{He}$  の光学ポテンシャルの実体積部分として用いて計算を行った。 $\epsilon_{pp}$  は2陽子間の相対エネルギーである。その結果、光学ポテンシャルを通じての断面積の  $\epsilon_{pp}$  依存性は緩やかで、大きさにして  $\pm 10\%$  程度のものであり、断面積の角度分布に関しても、重陽子に対する光学ポテンシャルを代わりに用いた場合との差は小さいと結論している。

しかしながら、散乱状態の波動関数を用いて Fold することが妥当であるかは依然疑わしい。van Driemel 等の  $^2\text{He}$  の測定方法は2 5節で述べた1の方法で、 $\epsilon_{pp} = 0 \sim 5 \text{ MeV}$  付近で測定効率が高い。(3 2 2) から計算される光学ポテンシャルの深さは  $\epsilon_{pp}$  に対して非常に大きい依存性を持っているが、 $0 \sim 5 \text{ MeV}$  付近での変化は緩やかである。従って断面積の  $\epsilon_{pp}$  依存性もこの領域では小さい。この傾向は、Stahel 等 (STA 79) の  $(d, ^2\text{He})$  反応の場合も同じである (図3-6 b)。

一方、我々の用いたシングレット重陽子の測定条件では  $\epsilon_{pn} = 0 \sim 0.2 \text{ MeV}$  で測定効率が高い (図3-6 a)。図3-7は、シングレット重陽子について (3 2 2) 式に対応する計算を行い、フェルミ型でフィットしたものの各パラメータを  $\epsilon_{pn}$  の関数として表したものである。Fold されたポテンシャルの深さは真に  $\epsilon_{pn} = 0 \sim 0.1 \text{ MeV}$  で大きく変化しており、実際このポテンシャルで計算を行うと断面積の角度分布は激しく変動する。我々が測定したものはこのようなものの重ね合わせということになる。しかし、後で述べるように  $^{12}\text{C}$  に対する我々の  $(d, d)$  反応の断面積の角分布と、Stahel 等の  $(d, ^2\text{He})$  反応の断面積の角分布は非常によく一致しており、それぞれの終状態を記述する光学ポテンシャルが大きく異なるとは考え難い。van Driemel 等の (3 2 2) 式を正しいとする結論は、彼らの測定した相対エネルギーの領域で偶然支持されたものであり、一般的に成り立つものではないと思われる。

さて、光学ポテンシャルがシングレット重陽子と  $^2\text{He}$  で共通に与えられるとすると、通常の重陽子の光学ポテンシャルが、最善ではないにしても妥当であると

考えられる。我々は、エネルギー保存則を通じての相対エネルギー依存性（およびQ値依存性）を取り入れるため、Daehnick等によるエネルギー依存光学ポテンシャル（DAE80）を終状態の光学ポテンシャルとして用いた。始状態の光学ポテンシャルには松岡等（MAT86）のパラメータを用いた。計算で使った値を表3-1に示す。

### 3 3 4 有効相互作用

非弾性散乱の微視的取り扱いでは、 $V$ として散乱粒子中の核子とターゲット核中の核子の相互作用が入力されることになる。 $\bar{V}$ は散乱粒子の空間的広がりの効果を取り入れたものと解釈できる。ここでは中心力のみを考えることにすると、スピンと荷電スピンに関して

$$V = V_{00} + V_{10}(\sigma_1 \cdot \sigma_3) + V_{01}(\tau_1 \cdot \tau_3) + V_{11}(\sigma_1 \cdot \sigma_3)(\tau_1 \cdot \tau_3) \quad (3 \quad 2 \quad 3)$$

のように分類することが出来る。 $\sigma_1$ 、 $\sigma_3$ 、 $\tau_1$ 、 $\tau_3$ は、それぞれ散乱粒子中の核子（1）とターゲット核中の核子（3）に対するスピン、荷電スピン演算子である。反応選択則 $\Delta S = 1$ 、 $\Delta T = 1$ により、反応に寄与する部分は $V_{11}$ のみとなる。 $V_{11}$ の動径方向の振舞いとしてどのようなものが適当かはよくわからないが、比較的低エネルギー（ $\leq 60 \text{ MeV}$ ）の核子-核非弾性散乱で良く用いられているM3Y相互作用（BER77）の $\sigma\tau$ 部分を使った。M3Y相互作用はレンジの異なる三つのYukawa型ポテンシャルの和として与えられる。ただし後で述べるように、我々の計算では散乱粒子中の核子とターゲット核中の核子が正しく反対称化されていないので、Golin等の示唆に従い（GOL76、WIL79） $\delta$ 関数型の相互作用を導入して反対称化の効果を近似的に取り入れることにする。

$$V_{11} = 3.488 \cdot Y\left(\frac{r_{A-pn}}{1.414}\right) + 480 \cdot Y\left(\frac{r_{A-pn}}{0.4}\right) - 421 \cdot Y\left(\frac{r_{A-pn}}{0.25}\right) - 145 \cdot \delta(r_{A-pn}) \quad [\text{MeV}]$$

$$Y(x) = \frac{e^{-x}}{x} \quad (3 \quad 2 \quad 4)$$

ここで $r_{A-pn}$ はfmで表されるとしている。（3 2 4）から得られる $\bar{V}(\varepsilon_{pn})$ の、 $\varepsilon_{pn} = 0 \quad 0 \quad 1$ 、 $0 \quad 1$ 、 $1$ および $1 \quad 0 \text{ MeV}$ における振舞いを図3-8に示した。いずれも散乱粒子の波動関数の広がりを反映して、 $V_{11}$ よりもレンジが長くなっている。（3 5）式が恒等的に成り立つためには、これらが $\varepsilon_{pn}$ にかかわらず同じ形である必要があるが、実際には $\varepsilon_{pn}$ の増大と共にレンジの長い部分が減衰している。このことは、定性的には運動量移行の小さい部分で、断面積の振舞

いがM i g d a l - W a t s o n 近似からずれる可能性のあることを示唆している。

### 3 3 5 微分断面積の相対エネルギー依存性

以上のモデルを用いて (3 1 8) 式の計算は行われた。ターゲット核の具体的な波動関数は次々節で述べるとして、ここでは一般的な結果について考察する。二体反応の計算コードにはT W O F N R ( I G A 7 7 ) が用いられた。散乱粒子中の核子とターゲット核中の核子の反対称化の効果は取り入れられていないので、計算はゼロ=レンジ形状因子のサブルーチンで行われ、有効相互作用 $\bar{V}$ を数値的に多重極展開するために僅かな変更が加えられた。

(3 1 8) 式で与えられる微分断面積は $\Omega_{A-pn}$ と $\epsilon_{pn}$ のみの関数である。 $0^\circ$ から $60^\circ$ の $\Omega_{A-pn}$ に対する微分断面積の $\epsilon_{pn}$ 依存性を、 $P(\epsilon_{pn})$ と対比して図3-9に示した。ただし絶対値は $\epsilon_{pn}=70\text{ keV}$ で規格化した。図からわかるように $0^\circ$ を除く $\Omega_{A-pn}$ において、 $0\sim 2\text{ MeV}$ の範囲の $\epsilon_{pn}$ に対する断面積の振舞いは互いに良く一致しており、 $P(\epsilon_{pn})$ にも非常に近い。 $\Omega_{A-pn}=0^\circ$ においては、 $\epsilon_{pn}$ の大きいところでずれが比較的顕著であるが、我々の測定条件では検出器が $\epsilon_{pn}=0$ の近傍にしか感度の無いことから(図3-6 a)、このずれの影響は小さいと考えられる。実際(3 1 0)式の積分を $\Omega_{A-pn}=0^\circ$ の分布に対して行っても、無視できる変化しかもたらさない。従って、我々が測定した位相空間の領域では、M i g d a l - W a t s o n の近似が適用されると結論して良いであろう。

### 3 3 6 ゼロ=レンジ近似

ところで散乱粒子の波動関数の空間部分を

$$\begin{aligned}\psi_{pn} &\longrightarrow \frac{\sin(k_{pn}r_{pn} + \delta)}{k_{pn}r_{pn}} \\ \phi_d &\longrightarrow \frac{N_0}{4\pi} \frac{\delta(r_{pn})}{r_{pn}}\end{aligned}\quad (3\ 2\ 5)$$

とした場合には、有効相互作用 $\bar{V}(\epsilon_{pn}, r_{A-pn})$ は

$$\bar{V}(\epsilon_{pn}, r_{A-pn}) \longrightarrow N_0 \frac{\sin \delta}{k_{pn}} V(r_{A-pn}) \quad (3\ 2\ 6)$$

となり、(3 6)式のCが単なる二体反応の微分断面積と $N_0^2$ の積で与えられることがわかる。このことからM i g d a l - W a t s o n 近似は一種のゼロ=レン

近似と解釈することが出来る。我々はこの近似による解析も平行して行うことにする。ただし、 $N_0$ としてどのような値が適当かは良くわからないのでパラメータとする。 $V(r_{A-pn})$ としてYukawa型

$$V(r_{A-pn}) = V_0 \frac{e^{-\mu r_{A-pn}}}{\mu r_{A-pn}} \quad (3.27)$$

をとり、 $N_0 \cdot V_0$ と $\mu$ を実験を再現するように決めることにする。Stahelおよび本林等の( $d, {}^2\text{He}$ )反応の実験の解析(STA79、MOT86、MOT88b)では、 $\mu = 1 \text{ fm}^{-1}$ としてこの計算が行われている。 $N_0 \cdot V_0$ に関しては、本林は ${}^{12}\text{C}$ の $1^+$ 状態のフィットによって決めている。 $\mu = 1 \text{ fm}^{-1}$ のYukawa型相互作用は、低エネルギーの核子-核反応を中心力のみによって記述するときによく用いられており(AUS71)、彼らの計算は散乱粒子の広がりを無視した近似に相当すると解釈することが出来る。

### 3.4. 有効立体角

3.2、3.3節で、我々が測定している相対エネルギーの領域では、Migdal-Watson近似がほぼ妥当であることが示された。そこで、最初の目的である( $d, d$ )反応の二体反応としての取り扱いのために、有効立体角( $\Delta\Omega_{eff}$ )の定義を行う。 $\Delta\Omega_{eff}$ は、(3.1)式を陽子エネルギーと陽子、中性子検出器の立体角について積分することにより、

$$\int \int_{\Delta\Omega_p} \int_{\Delta\Omega_n} \frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p} d\Omega_p d\Omega_n dE_p = \Delta\Omega_{eff} \int \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_{A-pn} d\Omega_{pn} d\epsilon_{pn}} d\Omega_{pn} d\epsilon_{pn} \quad (3.28)$$

によって定義するのが適当であると考えられる。(3.6)式から

$$\Delta\Omega_{eff} = \frac{\int \int_{\Delta\Omega_p} \int_{\Delta\Omega_n} JP(\epsilon_{pn}) d\Omega_p d\Omega_n dE_p}{4\pi \int_0^{\epsilon_{max}} P(\epsilon_{pn}) d\epsilon_{pn}} \quad (3.29)$$

これによって実験的に得られた微分断面積と比較すべきものは

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{eff}} = 4\pi C \int_0^{\epsilon_{max}} P(\epsilon_{pn}) d\epsilon_{pn} \quad (3.30)$$

である。ここで $\epsilon_{max}$ は運動学的に許される $\epsilon_{pn}$ の最大値である。

我々の測定条件での $\Delta\Omega_{eff}$ は、有限角度の場合概ね $300 \mu\text{sr}$ 、 $0^\circ$ では約

$15 \mu s r$ であり、陽子および中性子検出器の立体角の積にほぼ比例している。

ところで、M i g d a l - W a t s o n の近似は  $1 \sim 2 \text{ MeV}$  程度の相対エネルギーまでしか成り立たないと考えられるので、著者によっては相対エネルギーに関する積分領域を制限して有効立体角を定義している。例えば  $(d, {}^2\text{He})$  反応の場合、S t a h e l 等は  $\varepsilon_{pp} = 0.4 \sim 1 \text{ MeV}$  (S T A 7 9)、本林等は  $\varepsilon_{pp} = 0 \sim 1 \text{ MeV}$  (M O T 8 8 a、b、c) に積分範囲を制限している。シングレット重陽子の測定では、J a n e t z k i 等は  $\varepsilon_{pn} = 0 \sim 0.1 \text{ MeV}$  の範囲で積分し (J A N 7 6)、B u r q 等は  $\varepsilon_{pn} = 0 \sim 0.15 \text{ MeV}$ 、 $0 \sim 0.7 \text{ MeV}$ 、 $0 \sim \varepsilon^{\text{MAX}}$  の三通りの場合について断面積を求めている (B U R 7 2)。通常の実験条件では、検出器は相対エネルギーの非常にせまい範囲にしか感度がないので、積分がその部分を覆っていれば、積分範囲の違いは規格化だけの違いではない。(3 2 9) と (3 3 0) の積としては何の違いも生じないが、異なる実験の間で断面積のみを比較する場合にはその定義に注意しなければならない。

このような状況は、同じく二粒子の相関を利用して測定される  ${}^8\text{Be} (2\alpha)$  等の場合とは対照的である。 ${}^8\text{Be}$  は約  $10^{-16} \text{ sec}$  の崩壊時間を持ち、 $2\alpha$  間の相対エネルギーに対する分布の不確定性原理による広がり  $\delta$  は関数的に小さいので、有効立体角は明確に定義される。これに対し、シングレット重陽子および  ${}^2\text{He}$  は共鳴状態でさえもなく、その崩壊時間は強いて言うならば直接反応の時間尺度 ( $\sim 10^{-22} \text{ sec}$ ) である。状態密度関数は位相空間因子を別にすれば無限大の相対エネルギーまで裾をひいており、取り扱いに不定性をもたらす結果となっている。

### 3 5 $\xrightarrow{\quad}$ ${}^{12}\text{C} (d, d) {}^{12}\text{C}$ 反応に関する考察

#### 3 5 1 微分断面積およびベクトル偏極分解能の角度分布

前節で定義された有効立体角を用いて得られた微分断面積の角度分布を、 ${}^{12}\text{C}$  の  $1^+ (Ex=15.1 \text{ MeV})$  と  $2^+ (Ex=16.1 \text{ MeV})$ 、 $2^- (Ex=19.4 \text{ MeV})$  と  $4^- (Ex=19.5 \text{ MeV})$ 、および  $230 \text{ MeV}$  付近の励起エネルギーのピークについて、図 3-10 に示した。図 3-11 には、それらに対応するベクトル偏極分解能  $A_y$  の角度分布を示した。誤差棒は統計誤差のみを考慮して付けられている。



図からわかるように微分断面積の角度分布は、 $1^+-2^-$ および $2^--4^-$ に対していずれも単調であり特徴の無い形をしており、非常に前方の角度を除けばスピンによる違いはほとんど現れていない。この傾向が一般的なものならば、未知の状態に対してスピン=パリティを決定する際に微分断面積が有効な決め手になるとは考え難い。これに対し $A_y$ の角度分布では、それぞれの状態の違いが符号の違いとしてはっきり現れている。このような特徴ある振舞いを持つことは、 $A_y$ の測定が核分光学的研究に有用である可能性を示唆しているが、この点に関しては5章で再び議論することにする。

230 MeVのピークは、その陽子エネルギースペクトルに図3-5 aと同様のYieldの集中がみられることから、 $T=1$ の状態によるものと判断された。 $^{12}\text{C}$ の荷電スピン多重項である $^{12}\text{N}$ では、 $(p, n)$ 反応等により強く励起される準位が720 MeVの励起エネルギーに存在し(GAA84)、同様に $^{12}\text{B}$ では $(n, p)$ 反応等により760 MeVの準位が強く励起される(BRA85)ことが知られている。これらの準位のスピン=パリティは $1^-$ であるとされており、励起エネルギーの対応から、 $^{12}\text{C}$ の230 MeVの準位はその荷電スピン類似状態であると予想される。

### 3.5.2 $^{12}\text{C}(d, ^2\text{He})^{12}\text{B}$ 反応との比較

$(d, ^2\text{He})$ 反応は $(d, d)$ 反応と同じ原理に基づいて測定される荷電スピン類似型反応であり、 $^{12}\text{C}$ のような $T=0$ のターゲットに対する両者の反応機構はほぼ同じであることが期待される。実際には、 $(d, ^2\text{He})$ 反応で用いられるべき状態密度関数は $(d, d)$ 反応で用いられたものと大分異なっており(図3-6 b)、それに伴って測定される位相空間の異なることは既に3.2節で述べた。しかし、この違いのもたらす影響はすべて有効立体角 $\Delta\Omega_{eff}$ に繰り込まれており、 $\Delta\Omega_{eff}$ を使って定義された微分断面積同士は単純に比較できるはずである。我々とほぼ同じ入射エネルギー(55 MeV)でStahel等が $^{12}\text{C}(d, ^2\text{He})$ 反応を測定しており(STA79)、 $^{12}\text{B}$ の $1^+$ (基底状態)、 $2^+$ 、および $2^--4^-$ の状態について微分断面積を与えているので、我々のデータと比較してみた。その結果、微分断面積は全体の規格化の違いを除けば、いずれの状態の角度分布も、また状態間の相対値も、二つの反応で驚くほど良く一致していることがわかった。このことは、両方の反応が単純な直接的過程によるものであり、多重ステ

ップの寄与の小さいこと、また、有効立体角の導入によりこれらを二体反応として取り扱うことの正しいことを、示していると解釈することが出来る。

シングレット重陽子と $^2\text{He}$ が真に $(T, T_z) = (1, 0)$ および $(1, -1)$ の“粒子”として扱えるとする、 $T = 0$ のターゲットに対する $(d, d)$ 反応と $(d, ^2\text{He})$ 反応の微分断面積の絶対値の比は、荷電スピン=クレブシュ=ゴールドン係数から(ADA52)

$$\frac{d\sigma/d\Omega[(d, d_{S=0})]}{d\sigma/d\Omega[(d, ^2\text{He})]} = 1 \quad (3.31)$$

となることが予想される。前節で注意したように、Stahel等の用いた $\Delta\Omega_{eff}$ の定義が我々のものと違う点を考慮に入れて、 $^{12}\text{C}$ に対する実験結果からこの比を求めると

$$\frac{d\sigma/d\Omega_{eff}[^{12}\text{C}(d, d_{S=0})^{12}\text{C}]_{exp}}{d\sigma/d\Omega_{eff}[^{12}\text{C}(d, ^2\text{He})^{12}\text{B}]_{exp}} \approx 2.2 \pm 0.3 \quad (3.32)$$

が得られる。この結果と(3.31)との差は、中性子の検出効率の不定性等の測定上の問題をすべて考慮しても、説明出来ないほど大きい。違いの原因は今の所良くわからない。断面積の絶対値をさらに議論するには同一の実験者による系統的な測定が必要であろう。

ところで、図3-2からわかるように我々の測定では $1^-$ の準位が非常に弱くしか励起されていない。Stahel等の測定でも $^{12}\text{B}$ の $1^-$ はほとんど励起されておらず、この状態は純粋に $L = 1, S = 0$ の状態であるとの議論がなされていた(STA79)。また、入射エネルギーが70 MeV (MOT86) および99 MeV (BEA82) の $(d, ^2\text{He})$ 反応でも、 $^{12}\text{B}$ の $1^-$ はほとんど励起されていない。しかし、650 MeVにおける $^{12}\text{C}(d, ^2\text{He})^{12}\text{B}$ 反応の測定では(JOE85)  $1^-$ が $2^-$ と同程度に強く励起されており、 $S = 1$ の状態であることを示している。650 MeVでの $(d, ^2\text{He})$ 反応のスペクトルは200 MeV程度の $(p, n)$ 反応のスペクトル(GAA84)と非常に類似しており、衝撃近似が成り立つようなエネルギー領域では散乱粒子が複合粒子である影響は小さいと考えられる。低い入射エネルギーで $1^-$ の励起が弱い理由は反応機構に起因するものであろう。

### 3.5.3 DWBA計算との比較と考察

3.3節の取り扱いに従ってDWBAにより計算された各状態の角度分布を、実験結果と比較してみる。ターゲット核の形状因子は、単一粒子励起による微視的記述に従って計算された。分光学的因子として、 $1^+$ 、 $2^+$ 状態に関してはCohen-Kurathのシェル模型波動関数(COH67)、 $2^-$ 、 $4^-$ 、 $1^-$ に関してはMillener-Kurathのシェル模型波動関数(MIL75)に基づいて、武藤(MUT85)の計算した値が用いられた。それぞれの遷移と対応する分光学的因子の入力値を表3-2に示す。各シェル模型軌道の波動関数は、半径およびばやけが1.25 fmおよび0.65 fmのフェルミ型ポテンシャルによって記述されるものとし、ポテンシャルの深さは、 $p_{3/2}$ 軌道の核子の解離エネルギーを再現するように決められた。 $^{12}\text{C}$ 中の最後の核子が $p_{3/2}$ 軌道にいるものと仮定し、 $^{11}\text{B}$  ( $^{11}\text{C}$ )との結合エネルギーの差から11.52 (14.82) MeVが、 $p_{3/2}$ 軌道の陽子(中性子)の解離エネルギーとして用いられた。スピン軌道部分の深さは6 MeVに固定された。

スピン $0^+$ の核がターゲットである場合、自然パリティ状態が励起される時には移行軌道角運動量 $\Delta L$ として

$$\Delta L = \Delta J \quad (3.3.3)$$

のみが可能であるのに対し、非自然パリティ状態が励起される時には

$$\Delta L = |\Delta J \pm 1| \quad (3.3.4)$$

の二通りが可能であり、散乱振幅はその和で与えられる。しかし $^{12}\text{C}$ に関する実際の計算では、 $1^+$ 、 $2^-$ 、 $4^-$ 状態に対してそれぞれ $\Delta L = 0$ 、 $1$ 、 $3$ が支配的であり、いずれも $\Delta L$ の異なる振幅との干渉の効果は非常に小さかった。

図3-10、11中の曲線は、以上のようにして得られた計算結果を示したものである。(3.15、19-20)で定義される有効相互作用 $\bar{V}$ を用いた結果は、実線、点線および一点鎖線によって示されている。点線と一点鎖線は $1^+$ と $2^+$ 、および $2^-$ と $4^-$ に対するそれぞれの結果であり、実線はそれらの和、および $1^-$ 状態の結果を表している。断面積の絶対値の規格化はされていない。(3.26-27)のゼロ=レンジ近似を用いた結果は、 $1^+$ 状態についてのみ破線で示されている。パラメータ $N_0 \cdot V_0$ および $\mu$ は、 $1^+$ - $2^+$ 状態の微分断面積の和が実験を再現するように、

$$\mu = 1 \text{ fm}^{-1}$$

$$N_0 \cdot V_0 \simeq 4259 \text{ MeV} \cdot f m^{1/2}$$

( 3 3 5 )

と決められている。

まず、( 3 1 5、1 9 - 2 0 ) で定義される  $\bar{V}$  を用いた計算結果に注目してみる。図からわかるように計算結果では、 $2^+$  と  $4^-$  の遷移強度がそれぞれ  $1^+$  と  $2^-$  に較べて非常に小さく、ほとんど無視できる寄与しかしていない。 $1^+$  状態に関しては、微分断面積が前方角度で比較的強い回折パターンを示すものの、パターンの傾向と絶対値は実験と良く一致しており、ベクトル偏極分解能  $A_y$  も実験を非常に良く再現している。 $2^-$  -  $4^-$  状態に関しては、実験の微分断面積が後方角度で  $1^+$  とほぼ同じ勾配を持つのに対し、計算結果は比較的平らな分布で形の一致は良くないが、断面積の絶対値は全体として合っており、 $A_y$  についても + 符号に偏った実験の分布の特徴が計算によってうまく表されている。

この二つの状態の結果から、DWBA 計算によって実験は良く記述されるものと考え、 $230 \text{ MeV}$  の励起状態について  $1^-$  を仮定した計算の結果を実験と比較してみる。実験点は3点しか得られていないので角度分布はよくわからないが、断面積の絶対値は計算によってかなり尽くされている。 $A_y$  についても、- 符号に偏った実験の傾向が計算によって表されていることから、DWBA 計算はこの状態を  $1^-$  とする結論を支持していると言える。前節で述べたように、 $1^-$  が弱くしか励起されないことが反応機構によるものとして無理なく説明できたわけであるが、このことは逆に、 $(d, d)$  あるいは  $(d, {}^2\text{He})$  反応で励起されない状態でも  $S = 0$  と限るわけではない点に注意を喚起している。

次にゼロ=レンジ近似を用いた  $1^+$  状態に関する結果に注目してみる。図中破線で示されているように、 $A_y$  については先ほどの計算 (点線) とほとんど差はないが、微分断面積は前方角度での回折パターンが緩やかになっており、実験との一致は非常に良い。 $2^-$  -  $4^-$  および  $1^-$  状態に対する計算でも同様の傾向が認められ、各状態の断面積の相対値も良く再現されていることがわかった。散乱粒子の広がりを見無視したゼロ=レンジ近似計算の方が、現実的な散乱粒子波動関数を用いた計算よりも実験との合いが良いのは直観に反するように思われる。しかし、後でも述べるようにここで行ったDWBA計算にはいくつかの欠けている点があり、ゼロ=レンジ近似計算で用いた  $\bar{V}$  が、これらの効果を実効的に補った疑似的な相互作用として結果的に妥当であった、ということは考えられる。

例えば、 $V$ として中心力だけでなくテンソル力も加えた場合を考えてみる。 $\Delta S = \Delta T = 1$ 型遷移は最も単純には $\pi$ 交換によって引き起こされるので、テンソル力が重要になることが予想される。テンソル力を散乱粒子波動関数に関して積分するには計算コードの大幅な変更が必要なので、ここではM3Yのテンソル部分を $\bar{V}$ に直接加えてその傾向を見ることにした。この場合動径方向の関数形は単なるYukawa型ではなく、Yukawa型に $r^2$ を掛けた形で表される。中心力のみでは(3 3 4)の内 $\Delta L = \Delta J - 1$ の成分が支配的であったが、この成分はテンソル力を導入してもほとんど影響を受けない。それに対し $\Delta L = \Delta J + 1$ の成分はテンソル力によって非常に強調される。両者は異なる回折パターンを持っているので、結果として微分断面積の前方角度での回折パターンは緩やかになり、実験との一致が良くなる傾向のあることがわかった。(d, d)および(d,  $^2\text{He}$ )反応の完全な理解のためにテンソル相互作用は不可欠な要素と言えよう。しかし、ベクトル偏極分解能 $A_y$ がテンソル力の導入による影響をほとんど受けないことには注目すべきである。 $A_y$ はほとんど角度分布に関して構造を持っておらず、二つの成分の振舞いが互いに良く似ていることがその理由である。

ゼロ=レンジか否か、テンソル力を含むか否か、等の種々の $\bar{V}$ の選択に対してベクトル偏極分解能 $A_y$ があまり変化を受けず安定であり、しかも実験との一致が良いことは、重要である。 $A_y$ の値自体は移行スピン=パリティに依存して大きく異なるので、未知の状態のスピン=パリティの決定の際にDWBA計算との比較が非常に有効であると考えられる。

この他にも計算の改善点は考えられるが、(3 1 5)の積分に用いた(3 2 4)の相互作用(M3Y)が不適当であったという可能性は否定しておきたい。(3 1 5)で必要とされる二体相互作用の $\sigma\tau$ 演算子部分 $V_{11}$ は、その遠距離( $> 2 \text{ fm}$ )での振舞いが $1\pi$ 交換ポテンシャル(OPEP)によって主に記述されるのでその不定性は極めて小さく、他の現実的な二体相互作用の $V_{11}$ も遠距離部分はM3Yとほとんど変わらない。微分断面積の前方角度での強い回折パターンは、 $V_{11}$ の遠距離部分での振舞いと、重陽子およびシングレット重陽子の波動関数の広がりによってほとんど決定付けられている。従って、prior-form

DWBAの枠組みに従う限り、中心力のみの変更によって計算結果が改善することはないであろう。

以上をまとめると、 $^{12}\text{C}$ をターゲットとした $(d, d)$ 反応の実験結果は、prior-form DWBAの枠組みで良く説明できることがわかった。計算に用いられたパラメータの不定性や、調べられた準位の数が少ないという問題もあるが、 $(d, ^2\text{He})$ 反応の結果と良く一致するという好材料もあることから、56 MeVでの $(d, d)$ 反応は主に直接的な過程によって引き起こされており、分光学的研究の道具として有効であると結論して良いだろう。

ここで行われたDWBA計算に関して改善すべき点をまとめると

- ・ 散乱粒子内の核子とターゲット核内の核子について正しく反対称化されていないこと、
- ・  $(d, p, d)$ 、 $(d, n, d)$ 、 $(d, ^3\text{He}, d)$ 、 $(d, t, d)$ 等の2ステップ過程が考慮に入れられていないこと、
- ・ 重陽子のD状態が考慮に入れられていないこと、
- ・ シングレット重陽子の光学ポテンシャルとして、通常の重陽子の光学ポテンシャルを用いることの妥当性が明らかでないこと、
- ・ 光学ポテンシャルのテンソル部分が無視されていること、
- ・ 反応相互作用として中心力が仮定されており、スピン=軌道相互作用、テンソル相互作用が考慮に入れられていないこと、

等が挙げられる。先に述べたように、これらのもたらす影響は反応相互作用の不定性と深くかかわっており、明確に論ずるのは難しい。例えば反対称化の効果が $\Delta L$ に依存することなどから、詳細な議論のためには移行スピン、入射エネルギーなどに関する系統的なデータが必要であろう。我々は $^{12}\text{C}$ に対する実験データしか持っていないこともあり、これらの問題に関しては今後の課題として、ここでは議論しないことにする。

### 3 6 磁気双極子共鳴

前節までは $(d, d)$ 反応の反応機構に関する研究を目的に、構造の良くわかっている $^{12}\text{C}$ をターゲットとした測定の結果と解析について述べてきた。 $T=0$ である $^{12}\text{C}$ に対しては、荷電交換反応の $(d, ^2\text{He})$ 反応と同じスペクトルが $(d, d)$ 反応で得られた。これに対し $T \neq 0$ のターゲットでは、 $(d, d)$ 反応は荷

電交換反応と荷電スピンに関して相補的な役割を持っており、核構造研究の重要なプローブとみなすことが出来る。

例えば  $N > Z$  となるような重い核に対する興味ある応用例の一つに、磁気双極子共鳴の研究がある。これは非弾性散乱で観測されるスピン反転を伴う励起モードとして最も単純なものであり、簡単なシェル模型の描像では  $J = L + 1/2$  軌道の核子が  $J = L - 1/2$  軌道に励起されスピン  $1^+$  に組んだ状態と考えられる。磁気双極子状態は、中重核では  $8 \sim 10 \text{ MeV}$  の励起エネルギーの領域に強度が集中し、共鳴状態として観測されることが *Bertsch* により予想されている (*BAR 81*)。このような状態の励起エネルギーや遷移強度の分布を実験的に調べることで、核内のスピン相互作用に関する知見の得られることが期待される。

荷電交換反応との関係に簡単に触れておくと、ガモフ=テラー遷移は磁気双極子状態で更に  $T_z$  を変化させた荷電類似型対応物であり、 $T_z \rightarrow T_z - 1$  の方向に関しては中間エネルギー ( $\sim 200 \text{ MeV}$ ) での  $(p, n)$  反応により広範な研究が成されている。親核の荷電スピンを  $T_0$  とした時、非弾性散乱で励起される状態の荷電スピンは  $T = T_0$  と  $T_0 + 1$  であるのに対し、 $(p, n)$  反応ではこの2つに加えて  $T = T_0 - 1$  の状態が励起可能であり、それぞれの状態への相対遷移強度は荷電スピン=クレブシュ=ゴルダン係数によって

$$\begin{aligned} & \sqrt{\frac{2T_0 - 1}{2T_0 + 1}} && \text{for } T = T_0 - 1 \\ & \sqrt{\frac{1}{T_0 + 1}} && \text{for } T = T_0 \\ & \sqrt{\frac{1}{(2T_0 + 1)(T_0 + 1)}} && \text{for } T = T_0 + 1 \end{aligned} \quad (3 \quad 36)$$

のように関係付けられる。従って、ターゲット核の  $T_0$  が大きい場合には  $T = T_0 - 1$  の状態への遷移が強く、磁気双極子共鳴の荷電類似状態である  $T = T_0$  および  $T_0 + 1$  の状態への遷移がわかりにくくなる。中重核の  $(p, n)$  反応による研究では、ガモフ=テラー共鳴として強く観測されるバンプの、高い励起エネルギー側の裾に  $T = T_0$  の成分があるとされている。

非弾性散乱ではスピン反転に選択的なプローブが無いため、対応する  $T = T_0$ 、 $T_0 + 1$  の状態の測定が困難であったが、入射エネルギー  $200 \sim 300 \text{ MeV}$  の  $(p, p')$  反応による一連の研究 (*ANA 81*、*BER 81+*、*CRA 82*) では、

( $p, n$ ) 反応および *B e r t s c h* の予想に対応する励起エネルギーの位置にバンプが観測され、 $\Delta L = 0$  の角度分布を示すことから磁気双極子共鳴とされている。しかし、荷電交換反応では反応を引き起こす相互作用が ( $3 \ 2 \ 3$ ) の  $V_{01}$  と  $V_{11}$  に限定されるのに対し、( $p, p'$ ) 反応では全ての項が寄与する。一般的に  $V_{00}$  は非常に強く、スピン非反転遷移のバックグラウンドを形成する。実際のスペクトルでも、低い励起エネルギーに存在する強い離散的状態の裾と、励起エネルギーの高い電気双極子共鳴のバンプの狭間で、巨大なバックグラウンドの上に磁気双極子共鳴は観測されることになる。スペクトルのみからスピン反転成分の寄与を判断するのは難しくなっており、非物理的な仮定により滑らかな曲線を引いてバックグラウンドが評価されている。

それに対し、スピン反転を伴う非弾性散乱である ( $d, d$ ) 反応はこの研究に関する強力なプローブと言える。実際に測定するのは ( $d, p n$ ) 反応であり、スピン非反転遷移によるバックグラウンドも観測されるが、3 2 節で示されたように  $^1S_0$  状態に組んだ陽子-中性子対はそれ以外の状態にある陽子-中性子対に較べて極端に幅の狭い相対エネルギー分布を持つので、特別な仮定をすることなくスピン反転成分をバックグラウンドから分離することが可能である。この性質は、磁気双極子共鳴に限らずスペクトルが連続的となる高励起状態の研究にとって一般的に有用と考えられる。

一方 ( $p, p'$ ) 反応では、偏極移行量 ( $S_{nn}$ ) の測定によるスピン反転成分の分離が試みられている (*N A N 8 3*、*N A N 8 7*、*G L A 8 7*、*S A K 8 6 +*)。その結果では非常に小さい散乱角度の測定でも、先ほどの磁気双極子共鳴と思われたバンプの領域ばかりでなく、より高い励起エネルギー ( $E_x > 20 \text{ MeV}$ ) に至るまで連続的にスピン反転成分が観測されている。その内で磁気双極子共鳴、すなわち移行軌道角運動量 0 の成分がどのような分布をしているかが議論されている。

( $d, d$ ) 反応では反応機構が核子-核反応ほど簡単でないという問題もあるので、( $p, p'$ ) 反応の測定例が多く、かつ実際に測定可能と思われる  $^{58}\text{Ni}$  をターゲットに選び、( $d, d$ ) 反応による磁気双極子共鳴の研究の可能性を探ってみた。



### 3 7 $^{58}\text{Ni} \left( d, \overset{\rightarrow}{d} \right) ^{58}\text{Ni}$ 反応の測定結果と考察

図3-12aに示したのは、実験で得られた $^{58}\text{Ni} \left( d, p n \right) ^{58}\text{Ni}$ 反応の、 $15^\circ$ における $E_p + E_n$ のエネルギー=スペクトルである。 $^{12}\text{C}$ の場合と同様に、基底状態に対応する位置( $E_p + E_n = 67.6 \text{ MeV}$ )に陽子-中性子対の $^3\text{S}_1$ 散乱状態への遷移による強いピークが見えるが、その他には特に鋭いピークは励起されていない。 $70 \text{ MeV}$ の入射エネルギーで実験が行われたため、低い励起エネルギー領域でのエネルギー分解能は $2 \text{ MeV}$ 程度となっている。図中の矢印は、 $^1\text{H} \left( d, \overset{\rightarrow}{d} \right) ^1\text{H}$ 反応によって $15^\circ$ に放出されるシングレット重陽子のエネルギーを示している。図3-12bは、 $15^\circ$ に放出される陽子-中性子対の内、 $47 \leq E_p + E_n \leq 53 \text{ MeV}$ (図3-12aの斜線部分)となるものに関する陽子エネルギー=スペクトルである。図3-5と同様に、(3.10)式から $^1\text{S}_0$ 状態の陽子-中性子対に対して予想される陽子エネルギー=スペクトルと、陽子エネルギーに依存しないバックグラウンドとの和で実験のスペクトルをフィットした結果が、図中に実線で示されている。残念ながら $15^\circ$ では、ターゲットに付着した水素のコンタミによる $^1\text{H} \left( d, \overset{\rightarrow}{d} \right) ^1\text{H}$ 反応の寄与が、 $^{58}\text{Ni}$ の励起エネルギーにして約 $9 \text{ MeV}$ に対応する位置にバンプを成しており、期待される磁気双極子共鳴の寄与が判別できなくなっている。しかし図3-12bからわかるように、シングレット重陽子による寄与、即ちスピン反転強度は、 $15 \text{ MeV}$ 以上の高い励起エネルギー領域でも相当に強く認められる。

図3-13は $45^\circ$ におけるYieldを陽子エネルギーと中性子エネルギーに対する2次元ヒストグラムとして表したものである。高い励起エネルギー領域で $E_p = E_n$ の線上にYieldの集中がみられ、やはりスピン反転強度が比較的強く、しかも連続的に分布していることがわかる。分布は励起エネルギーにして約 $8 \text{ MeV}$ から少なくとも $20 \text{ MeV}$ 以上にまで広がっており、ほとんど構造を持っていない。この傾向は $15^\circ$ より後方の全ての角度に共通して認められた。この結果は、先に述べた陽子非弾性散乱の偏極移行量( $S_{nn}$ )測定実験の結果と対応しており、 $(d, \overset{\rightarrow}{d})$ 反応のスピン反転強度の研究に関する有用性を示すものであると考えられる。

しかし、3-5節で述べたようにこの入射エネルギー領域での(d, d)反応では、移行軌道角運動量 $\Delta L$ の違いが微分断面積の角度分布にあまり明確に現れないので、磁気双極子、すなわち $\Delta L = 0$ の成分が、それぞれの励起エネルギーの領域でどの程度寄与しているかを見極めることは難しい。 $\Delta L$ の判断の一つの手がかりとしてベクトル偏極分解能 $A_y$ がある。 $^{12}\text{C}$ の場合にもそうであったが、 $^{58}\text{Ni}$ でも( $f_{7/2}^{-1} f_{5/2}$ )のような単純な配位を仮定すれば、3-3節と同様のDWBA計算から $\Delta L = 0$ の遷移に対する $A_y$ は負の大きな値( $\sim -0.9$ )を $15^\circ$ より後方のほとんど全ての角度範囲でとることが予想される。図3-14は、 $^{58}\text{Ni}(d, p n)$ 反応で $45^\circ$ に放出された陽子-中性子対の内、相対エネルギーが $300\text{ keV}$ 以下のものの $E_p + E_n$ のスペクトルと、対応するベクトル偏極分解能 $A_y$ の $5\text{ MeV}$ 毎の値を示したものである。低い励起状態ではほとんど0であった $A_y$ が、 $8\text{ MeV}$ 以上の励起エネルギーでは明らかに負の値に転じている。ここではシングレット重陽子のみを選び出したわけではないが、バックグラウンドは $E_p + E_n$ に対して緩やかに変化するものと仮定すると、 $\Delta L = 0$ の成分がこの領域に強く存在する可能性を示していると思われる。

図3-10で示されたように $^{12}\text{C}(d, d)$ 反応の微分断面積では、 $0^\circ$ においてその値が増大するか否かということでは、 $\Delta L = 0$ の遷移であるか否かが明確に現れなかった。同様に $^{58}\text{Ni}(d, d)$ 反応の $\Delta L = 0$ の成分の分布を判断するには、 $0^\circ$ の測定が最も有効であると期待される。図3-15は $^{58}\text{Ni}(d, p n)$ 反応で $0^\circ$ に放出された陽子-中性子対のエネルギーの和 $E_p + E_n$ のスペクトルである。誤差棒付きの黒丸で示したものは $10\text{ MeV}$ 以上の励起エネルギー領域を眺めるために縦軸に関して拡大したものである。スペクトルの全体像は縦軸を1/100倍し、斜線を施したヒストグラムで図中に示した。図からわかるように、 $^{58}\text{Ni}$ のように重いターゲットの場合には重陽子弾性分解反応によるピーク( $67\text{--}8\text{ MeV}$ )が圧倒的に強い。 $8\sim 20\text{ MeV}$ の励起エネルギーの領域では、やはりスペクトルに特に構造が見られない。残念ながらこの領域に存在するであろうシングレット重陽子の寄与は、基底状態のピークがあまりに強いために、その裾の統計的揺らぎに埋もれて明確な判別が出来なくなっている。

(d, d)反応を引き起こす反応相互作用が(3-23)式の $V_{11}$ 部分であったのに対して、重陽子弾性分解反応を引き起こすのは主に $V_{00}$ 部分である。Low

e と F r a n e y の核子-核反応に関する理論的予想 (L O V 8 1) によれば、 $V_{00}$  は 3 0 0 M e V 程度の入射エネルギー領域で最も弱く、入射エネルギーが減少すると共に急激に強くなるのに対し、 $V_{11}$  の強さは入射エネルギーにあまり依存しないとされている。このことから、我々の測定領域である核子当り 2 8 および 3 5 M e V の入射エネルギーでは  $V_{00}$  が  $V_{11}$  に対して圧倒的に強いため、測定する位相空間を限定しているにもかかわらず弾性分解過程が強く観測されたものと考えられる。測定技術に関しては今回の測定以上に S / N を改善することは難しいので、先ほどの困難を克服するにはより高いエネルギーの重陽子ビームで実験を行うことが有効であろう。

しかし、重陽子弾性分解反応の  $0^\circ$  付近での振舞いには、この章で行った終状態相互作用近似による取り扱いの範囲を越えていると思われる点があり、事情はそれほど単純ではないかも知れない。この問題は次章で詳しく議論することにする。

$^{58}\text{Ni}$  に関する結果をまとめておく。(d, d) 反応により、 $^{58}\text{Ni}$  の励起エネルギーにして 8 M e V から 2 0 M e V 以上の領域にスピン反転強度が強く分布していることがわかった。しかしその分布にはほとんど構造がなく、特に磁気双極子共鳴と呼べるようなピークもバンプも見い出せなかった。 $0^\circ$  での測定が極めて困難であったため、移行軌道角運動量が 0 の成分の分布に関する知見を得るまでには至らなかった。

## 4 章 重陽子弾性分解反応

### 4 1 序

3 章で我々は、 $^{12}\text{C}$  の  $T = 1$  状態の励起と  $T = 0$  状態の励起を、それぞれ陽子-中性子の  $^1\text{S}_0$ 、 $^3\text{S}_1$  散乱状態への遷移により引き起こされたものとして、終状態相互作用近似により平行して取り扱った。しかし、図 1-1 からわかるように我々の測定する相対エネルギーの領域では  $^3\text{S}_1$  の終状態相互作用は弱く、他の過程が重要になる可能性がある。実際次節で示されるように、 $0^\circ$  の測定における基底状態に対する陽子エネルギー分布（図 4-1）は（3 1 0）式から予想されるものと全く異なっており、終状態相互作用のみを考慮する近似が不適切であることが判明した。

また 3 章の終わりで示されたように、 $0^\circ$  における Yield で基底状態が占める割り合いは非常に大きく、 $(d, d)$  反応の測定の大きな障害になっている。 $(d, d)$  反応を核分光の道具として使うという立場からも、重陽子弾性分解反応の断面積の振舞いを理解することは重要である。

ところで重陽子弾性分解反応の研究の歴史は非常に長く、比較的最近に至っても様々な理論的立場からの理解が試みられている。実験的には陽子、中性子の同時計数測定が重要な役割を果たしてきたが、 $0^\circ$  を含む、相対エネルギーが 0 に近い陽子と中性子の同時計数という我々の測定条件は非常にユニークであり、貴重なデータであると考えられる。実際以下で示すように、この実験条件は重陽子分解過程のある部分を特徴的に捕らえており、反応機構の研究に果たす役割は大きいと思われる。

重陽子弾性分解反応は  $(d, d)$  反応の目的とするスピン-荷電スピン励起過程ではないが、以上の三点を動機として我々はこの過程を詳しく調べることにした。

### 4 2 $^{12}\text{C} \xrightarrow{(d, p n)} ^{12}\text{C}_{\text{gnd}}$ 、 $^{90}\text{Zr} \xrightarrow{(d, p n)} ^{90}\text{Zr}_{\text{gnd}}$ 反応の測定結果

重陽子が弾性的に分解されて陽子と中性子が共に  $0^\circ$  に放出されるという過程の実験室系での三階微分断面積を、観測された陽子のエネルギーの関数として、

$^{12}\text{C}$ と $^{90}\text{Zr}$ のターゲットについてそれぞれ図4-1と図4-2に示した。また、同時に測定された $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{pX})$ 反応の包括的スペクトルを参考のために図4-3に示した。図4-1中には、陽子と中性子の運動量ベクトルのなす角度を $0^\circ$ と仮定した場合に(2-1)式から計算される相対エネルギー $\varepsilon_{pn}$ が、陽子エネルギーと対応づけて示されている。2-3節で述べられたように、 $0^\circ$ の測定ではスペクトログラフによって一度に測定できる陽子エネルギーの範囲が制限されるため、 $^{12}\text{C}$ の場合には計7回、 $^{90}\text{Zr}$ の場合には計3回、磁場の強さを変えて測定が行われた。図4-1および図4-2中で異なるシンボルで表された実験点は、磁場セットその他の実験条件が異なっていることを意味している。

Migdal-Watson近似を仮定して(3-10)式から予想される陽子エネルギースペクトルの形を、比較のために図4-1中に破線で示した。これに対して実験で得られたスペクトルは全く異なっており、この近似の正しくないことを示している。顕著な違いは次の2点である。

- ・相対エネルギーが0になる陽子エネルギー $E_p^0$ (約26.9 MeV)の付近でスペクトルに鋭い谷が生じ、谷の底では断面積がほとんど0に近くなっている。谷は $^{12}\text{C}$ と $^{90}\text{Zr}$ に対して同じような形をしており、その位置もほとんど同じであるが、絶対値は正確に $E_p^0$ ではなく、陽子エネルギーにして約1 MeV低い。
- ・スペクトルが $E_p^0$ を中心とした対称形になっていない。

$0^\circ$ を除く他の角度では、3章で述べたように陽子エネルギーの高い部分のスペクトルが得られていないが、少なくとも谷は観測されなかった。ところで、松岡等は(MAT82)中性子検出器を $15^\circ$ に固定して5.6 MeV重陽子の弾性分解反応の同時計数測定を行っており、陽子検出器にNaIを用いてほぼ完全な陽子エネルギースペクトルを得ている。彼らの測定で陽子検出器が $15^\circ$ にある場合でも、スペクトルは幅の広いバンプであり谷も非対称性も認められなかった。

陽子エネルギー $E_p$ に関して積分して得られた二階微分断面積の $^{12}\text{C}$ に対する角度分布を図4-4に示した。ただし、 $0^\circ$ と $75^\circ$ 以外では積分において対称なスペクトルが仮定されている。後方角度では角度に対して緩やかに変化する単調な関数だが、前方角度では、 $75^\circ$ で一旦減少し、 $0^\circ$ で急激に増大している。

さて、我々が測定している系で陽子と中性子に関して対称でないものは電荷以外無視して良いので、非対称性はクーロン相互作用によってもたらされたものと

考えられる。(d, p X) 反応の包括的測定では、クーロン相互作用の非対称性の影響は陽子スペクトルの高いエネルギー側へのシフトとして主に観測されており (MAT 80)、我々の  $0^\circ$  のスペクトルでも同様のシフトが観測されている (図 4-3)。入射重陽子が分解するまでにクーロン斥力によって失うエネルギーを  $V_c$  とすると、陽子、中性子は入口チャンネルで共に  $V_c/2$  ずつエネルギーを失う。出口チャンネルでは陽子のみがクーロン斥力によりエネルギー  $V_c$  を得るので、陽子スペクトルは正方向に  $V_c/2$  シフトされ、中性子スペクトルは負方向に  $V_c/2$  シフトされることになる。実際、質量数  $A$  のターゲット核に対して  $V_c$  を

$$V_c = \frac{Ze^2}{1.5(A^{1/3} + 1)} \quad [MeV] \quad (4.1)$$

ととることにより、実験的な包括スペクトルの  $A$  依存性がほぼ説明できるとされている (MAT 80)。しかし、このような局所的エネルギー=シフトによる解釈が常に成り立つならば、同時計数測定におけるスペクトルも同様のシフトを受けることになる。図 4-1 と図 4-2 のスペクトルでは、谷を除く裾の部分の形は包括的スペクトルに似ており、シフトしていると考えられることもできるが、谷の位置はシフトを受けておらず、ターゲットにも依存していないように見える。我々の実験結果の解釈においては、クーロン相互作用の非対称性を局所的エネルギー=シフトによって分離して扱う方法は不適当であると考えられる。

#### 4.3 準弾性散乱過程に関する考察

前節で終状態相互作用のみを考慮した近似が  $0^\circ$  で成り立たないことを示したが、前方角度で重要になる他の過程としては、準弾性散乱過程が考えられる。入射粒子が重陽子である場合に準弾性散乱過程とは、重陽子内の一方の核子のみがターゲット核と相互作用し、他方の核子は傍観者として相互作用せずに飛び去る過程をさす。それぞれの核子は始状態の重陽子中でフェルミ運動をしているので、傍観者の振舞いはその運動量分布に支配されることになる。この節では重陽子弾性分解反応における終状態相互作用振幅と準弾性散乱振幅の振舞いを、簡単な平面波衝撃近似 (PWIA) で考えることにする。以下ではクーロン相互作用は無視し、陽子と中性子には等しい相互作用が働くものとする。

考え易いように、ターゲット核を大きさの無いスピン0の粒子であるとし、重陽子をターゲットとみなした逆反応の散乱振幅を求めることにする。KMT理論 (KER59) に従うと、T行列要素は近似的に、二体相互作用を記述する行列要素  $t^0$  と、形状因子部分  $F(q)$  の積で表すことが出来る。 $F(q)$  は

$$F(q) = \frac{1}{2} \langle \psi_{pn}(\epsilon_{pn}) | (e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_{pn}/2} + e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_{pn}/2}) | \phi_d \rangle \quad (4.2)$$

と表される。座標系の定義および記号の意味は3章と共通である。 $\mathbf{q}$  は運動量移行に対応する波数で  $\mathbf{K}_f - \mathbf{K}_i$  によって定義される。 $t^0$  の  $q$  依存性が我々の測定する範囲では無視できるとすると、微分断面積は  $|F|^2$  にほぼ比例することになる。

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_n dE_p} \propto J\rho^c |F(q)|^2 \quad (4.3)$$

$q \rightarrow 0$  の極限では、

$$F(q) \longrightarrow \langle \psi_{pn} | \phi_d \rangle \quad (4.4)$$

$\phi_{pn}$  と  $\phi_d$  はそれぞれスピン三重項状態の二体相互作用に対する散乱状態と束縛状態の解であるから、両者の直交性により (4.4) は0になる。しかし、実際の実験条件での  $q$  の値は重陽子の束縛エネルギー  $2.22 \text{ MeV}$  によって、 $0^\circ$  の測定でも最小値が約  $0.05 \text{ fm}^{-1}$  であり、陽子、中性子間の相対エネルギー  $\epsilon_{pn}$  の増加と共に増大するので、その影響を数値的に評価してみることにする。

$\phi_d$  は3章と同様に  $^3S_1$  状態のみを考慮することにして (3.20) を使うが、後の便宜のために

$$\phi_d = \sum_i C_i \frac{e^{-\alpha_i r_{pn}}}{r_{pn}} \quad (4.5)$$

と書き表しておく。 $\phi_{pn}$  としては、平面波で陽子と中性子が相互作用しない状態を表し、S部分波でのみ終状態相互作用を考慮に入れることにして (3.19) 式を使う。

$$\psi_{pn} = e^{i\mathbf{k}_{pn} \cdot \mathbf{r}_{pn}} + e^{-i\delta} \sin \delta (e^{-ik_{pn} r_{pn}} - e^{\xi r_{pn}}) / k_{pn} r_{pn} \quad (4.6)$$

ここで、 $\xi$  は (4.5) 式と (4.6) 式が直交性を満たすように  $k_{pn}$  に依存して決められるパラメータである (RYB72)。 $\phi_d$  として Hulthen型をとった場合、 $k_{pn}=0$  での  $\xi$  は約  $1.6 \text{ fm}^{-1}$  で、 $k_{pn}$  に対する依存性は非常に緩やかである。

これらを用いて  $F(q)$  を計算すると、そのあからさまな形は

$$F(q) = \sqrt{2\pi} \sum_i C_i \left[ \frac{1}{(k_{pn} + \frac{1}{2}q)^2 + \alpha_i^2} + \frac{1}{(k_{pn} - \frac{1}{2}q)^2 + \alpha_i^2} \right. \\ \left. + \frac{2}{q(k_{pn} \cot \delta - ik_{pn})} \left\{ \arctan \frac{\alpha_i q}{\alpha_i^2 + k_{pn}^2 - \frac{1}{4}q^2} \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \arctan \frac{q}{2(\alpha_i + \xi)} + \frac{i}{2} \ln \frac{\alpha_i^2 + (k_{pn} + \frac{1}{2}q)^2}{\alpha_i^2 + (k_{pn} - \frac{1}{2}q)^2} \right\} \right] \quad (4.7)$$

となる。〔 〕内の最初の二項が準弾性散乱振幅を表し、 $q = 0$  では始状態の重陽子内部の核子の運動量分布を与えることがわかる。第二項は終状態相互作用振幅を表し、 $q \rightarrow 0$  の極限と  $\alpha \rightarrow \infty$  の極限をとると (3.5-6) 式の Migdal-Watson 近似に帰着することがわかる。 $\alpha \rightarrow \infty$  の極限は 3.3.6 節で述べた 0-レンジ近似に相当する。以下では準弾性散乱振幅を QFS、終状態相互作用振幅を FSI と書くことにする。直交性の議論から、 $q$  の大きくない領域では QFS と FSI は破壊的に干渉することが予想される。

実験室系の角度で  $0^\circ$ 、 $7.5^\circ$  および  $15^\circ$  について計算した三階微分断面の相対値を、図 4-5 に示した。計算に際しては (4.3) 式を実際の検出器の立体角で平均した。また、 $0^\circ$  において位相空間因子の重みを付けて立体角で平均した  $q$  と  $k_{pn}$  の値が、陽子エネルギー  $E_p$  の関数として図 4-6 に示されている。

図 4-5 から、後方角度では FSI が支配的であるのに対し、前方へ行くに従って FSI と QFS の破壊的な干渉が強まる傾向のあることがわかる。また、QFS の  $E_p$  スペクトルの形は FSI に非常に類似している。 $0^\circ$  では  $E_p$  の広い範囲で両者はほとんど相殺しており、実験でみられたような鋭い谷は再現しない。

しかし、図 4-6 からわかるように  $0^\circ$  では  $q$  は比較的大きく変化しており、(4.3) 式で無視した  $t^0$  の  $q$  依存性がこの領域で小さくない場合には、スペクトルの形が図 4-5 と非常に異なる可能性がある。また断面の絶対値を得るためにも  $t^0$  を評価する必要がある。本来の KMT 理論では、 $t^0$  は自由な空間での核子-核子散乱行列要素であるが、我々の場合核子-核行列要素に置き換える必要があり、それをある程度の信頼性を持って評価するのは簡単ではない。

宮川等 (MIY88) は核子- $^{12}\text{C}$  間の分離型相互作用を、光学ポテンシャルおよび  $^{13}\text{C}$  の束縛状態等を再現するような形で導入し、図 4-7 で示されるような QFS と FSI の 2 ステップの Faddeev 計算を行って、60 MeV における  $^{12}\text{C}$  (



$d, p n)^{12}\text{C}_{\text{gnd}}$  反応の微分断面積を求めた。その結果、角度が  $0^\circ$  に近付くにしたがって、同様の破壊的干渉により微分断面積の絶対値は減少することが示された。 $0^\circ$  でのスペクトルも図 4-5 と同様に  $E_p$  の広い範囲で谷を生じ、実験を再現しなかった。

より高い次数の効果によって  $E_p$  スペクトルの形は変わる可能性もあるが、最も大きい項である QFS と FSI が破壊的に干渉する以上、二階微分断面積の  $0^\circ$  での急激な上昇を説明するのは難しいと思われる。

#### 4.4 prior-form DWBA による純クーロン分解反応の取り扱い

前節でクーロン相互作用を無視した簡単な計算を行い、実験を再現することが困難であることがわかった。 $56\text{ MeV}$  における重陽子分解反応の通常の測定条件では、 $^{12}\text{C}$  のような軽いターゲットに対するクーロン相互作用の寄与は小さく、無視されることが多いが、 $0^\circ$  という我々の特殊な条件での評価はあまりされていない。一方、クーロン相互作用による分解過程が支配的である場合に、 $\varepsilon_{pn}$  が 0 となる点で断面積が 0 になる可能性のあることを、prior-form DWBA 計算に基づいて松岡等が指摘している (MAT 83)。以下の二節では、クーロン相互作用のみによって重陽子が分解する過程（これを純クーロン分解過程と呼ぶ）がどのような振舞いをするかを、DWBA の枠組みで評価することにする。

まずこの節では prior-form DWBA による評価を行う。基本的な枠組みは 3.3 節で述べた通りであり、T 行列要素は (3.12) 式で与えられる。弾性分解過程の場合には、 $\Psi_A = \Psi_{A'}$  であり、V が局所的相互作用であると考えて良いことから、ターゲット核の内部座標に関する積分は省略できて、

$$T = \langle \chi^{(-)}(\mathbf{P}_f) \psi_{pn} | V | \phi_d \chi^{(+)}(\mathbf{P}_i) \rangle \quad (4.8)$$

となる。残留相互作用 V は、陽子とターゲット核間のクーロン相互作用と、始状態の歪曲波を記述するポテンシャルとの差で与えられる。

$$\begin{aligned} V &= \frac{Ze^2}{|\mathbf{r}_{A-pn} + \frac{1}{2}\mathbf{r}_{pn}|} - \frac{Ze^2}{r_{A-pn}} - V_N(\mathbf{r}_{A-pn}) \\ &= -V_N(\mathbf{r}_{A-pn}) - \frac{Ze^2}{2r_{A-pn}^3}(\mathbf{r}_{A-pn} \cdot \mathbf{r}_{pn}) + \cdots \end{aligned} \quad (4.9)$$

ここで、 $Z$  はターゲットの原子番号、 $V_N(r_{A-pn})$  は重陽子の光学ポテンシャルの核力部分である。二番目の等式は  $r_{pn}$  に関して展開したものである。 $V_N$  は、 $r_{pn}$  の積分に際して  $\phi_d$  と  $\phi_{pn}$  の直交性により  $T$  行列要素に寄与しないので、以下では第二項のみを考慮することにする。 $\phi_d$ 、 $\phi_{pn}$  にそれぞれ (4 5)、(4 6) 式を使うと、

$$T = \sum_i C_i \frac{4\pi i Z e^2}{(\alpha_i^2 + k_{pn}^2)^2} < \chi^{(-)}(P_f) | \frac{(k_{pn} \cdot r_{pn})}{r_{A-pn}^3} | \chi^{(+)}(P_i) > \quad (4 \ 1 \ 0)$$

従って、 $T$  行列要素は近似的に  $k_{pn}$  に関する奇関数であり、 $\varepsilon_{pn}=0$  の点で 0 となることがわかる。

さて、(4 1 0) 式の積分は集束が遅く、通常の DWBA コードで数値的に実行しようとした場合には精度が問題となるため、 $r_{A-pn}$  の大きい部分では漸近形を、軌道角運動量の大きな部分波に関しては解析的近似解を用いるなどの工夫が必要である (R Y B 7 2)。ところで、始状態と終状態の歪曲波を、クーロン場中で運動する重陽子に対するもので置き換えた場合、微分断面積を解析的な形で書くことが出来る (G O L 6 3、M U L 5 1)。0° という特殊な測定条件ではこの近似が妥当なものであると仮定し、 $V_N$  を無視して簡単に断面積の評価をすることにする。我々の定義に合わせて  $T$  行列要素をあからさまに書き下すと

$$T = -i \frac{\pi \hbar^2}{\mu_{A-pn}} \left( \frac{2\pi\eta_i}{e^{2\pi\eta_i} - 1} \right)^{1/2} \left( \frac{2\pi\eta_f}{e^{2\pi\eta_f} - 1} \right)^{1/2} \left( \frac{\alpha\beta(\alpha + \beta)}{2\pi(\beta - \alpha)^2} \right)^{1/2} \\ \times (K_f^2 - K_i^2)^2 \left[ \frac{1}{(\alpha^2 + k_{pn}^2)^2} - \frac{1}{(\beta^2 + k_{pn}^2)^2} \right] (k_{pn} \cdot M) \quad (4 \ 1 \ 1)$$

$$\left. \begin{matrix} M_x \\ M_y \end{matrix} \right\} = -C \sin \theta_f \left\{ \begin{matrix} \cos \phi_f \\ \sin \phi_f \end{matrix} \right\} [i\eta_i F + (1-x)F'] \\ M_z = C[i(\eta_f - \eta_i \cos \theta_f)F + (1 - \cos \theta_f)(1-x)F'] \\ C = -16\pi e^{\pi\eta_i} \frac{K_i K_f}{(K_i + K_f)^2 (K_i - K_f)^4} \left( \frac{K_i + K_f}{K_i - K_f} \right)^{i(\eta_i + \eta_f)} (1-x)^{-i\eta_i - i\eta_f - 1} \\ F = {}_2F_1(-i\eta_i, -i\eta_f, 1; x) \quad , \quad x = -\frac{4K_i K_f}{(K_i - K_f)^2} \sin^2 \frac{\theta_f}{2} \quad (4 \ 1 \ 2)$$

となる。ここで、座標軸は  $K_i$  の方向を  $z$  軸としており、 $K_f$  の方向を  $\theta_f$ 、 $\phi_f$  で表している。 ${}_2F_1$  は超幾何関数であり、 $\eta_i$  と  $\eta_f$  はそれぞれ始状態と終状態のク

ーロン=パラメータである。

これらの計算から得られた $^{12}\text{C}$ と $^{90}\text{Zr}$ に対する微分断面積を、実験と比較して図4-8、4-9にそれぞれ実線で示した。計算に際して断面積を実際の検出器の立体角で平均した。非対称性の傾向が逆であることを別にすれば、計算結果は実験の鋭い谷を比較的よく再現しており、絶対値に関しても $^{12}\text{C}$ と $^{90}\text{Zr}$ の両方に対して妥当な一致を与えている。

(4 1 0)式からわかるように、微分断面積は本来 $\varepsilon_{pn}=0$ となる点を中心に対称な形をしている。しかし、陽子検出器の立体角(5 6 m s r)が中性子検出器の立体角(0 9 m s r)よりもかなり大きく、加えて微分断面積が $0^\circ$ で急激に増大するため、同じ $\varepsilon_{pn}$ を与える陽子と中性子の運動量ベクトルの組合せでも、 $E_p < E_n$ となるものの方が検出される確率が高い。その結果、立体角で平均して得られる陽子スペクトルは図の様に非対称なものになる。

ところで、(4 1 0)式には終状態相互作用の記述に必要な $\delta$ が含まれていない。純クーロン分解反応は、前節で述べた準弾性散乱振幅のみから成り立つものと考えられる。従って直交性に起因する破壊的な干渉は起こらない。

$\phi_{pn}$ と $\phi_d$ の直交性は、主に陽子-中性子間の $L=0$ 部分波において満たされる関係である。分解反応が核力で引き起こされる場合には、陽子と中性子に対して働く力が等しいので $\phi_{pn}$ の $L=0$ 部分波の寄与が最も大きく、直交性の要請によるQFSとFSIの破壊的な干渉が顕著に現れる。しかし、分解反応がクーロン力で引き起こされる場合には $L=1$ 部分波の寄与が最も大きいので、直交性による制限はほとんど受けないことになる。

このことは次のように考えることもできる。前節でQFSとFSIの破壊的な干渉を $\phi_{pn}$ と $\phi_d$ の直交性に帰着出来たのは、核子とターゲット間の二体相互作用の $q$ 依存性が $q=0$ の付近で緩やかであると仮定して、その部分を分離したからである。この仮定は、相互作用のレンジが非常に短い場合には妥当であるとしても、レンジの長いクーロン相互作用に対しては不適當であり、直交性による制限は $q$ が0から離れるに連れて急速に効かなくなるものと考えられる。

#### 4 5 p o s t - f o r m DWBAによる純クーロン分解反応の取り扱い

p r i o r - f o r m D W B Aは陽子-中性子間の相互作用を波動関数の形で取り入れているので、この相互作用が相対的に強い場合、つまり終状態相互作用が強い場合に適した形式であると考えられる。しかし前節で述べたように、純クーロン分解反応においては終状態相互作用部分が寄与しないので、この利点が生かされていない。また、部分波間の干渉を除けば、基本的に対称な陽子エネルギー Spektrumしか与えない。それに対して p o s t - f o r m D W B Aでは、核子とターゲット核間の相互作用が歪曲波の形で取り入れられ、陽子-中性子間の相互作用は摂動的に扱われるので、ここで考えている問題に関しては精度の高い計算が可能かも知れない。

B a u r等の議論(B A U 7 6)に従うと、p o s t - f o r mでの重陽子弾性分解反応のT行列要素は

$$T = \langle \chi_p^{(-)} \chi_n^{(-)} | V_{pn} | \phi_d \chi^{(+)}(\mathbf{P}_i) \rangle \quad (4.13)$$

で与えられる。ここで  $\chi_p$  および  $\chi_n$  はそれぞれ陽子および中性子とターゲット核との相対波動関数、 $V_{pn}$  は陽子-中性子間の相互作用である。以下の便宜のために

$$\mathbf{r}_{Ap} = \mathbf{r}_{A-pn} - \frac{1}{2}\mathbf{r}_{pn}, \quad \mathbf{r}_{An} = \mathbf{r}_{A-pn} + \frac{1}{2}\mathbf{r}_{pn} \quad (4.14)$$

を定義し、それぞれに対応する運動量を  $\mathbf{p}_{Ap}$ 、 $\mathbf{p}_{An}$ 、波数を  $\mathbf{k}_{Ap}$ 、 $\mathbf{k}_{An}$  と表すことにする。 $\chi_p$  は  $\mathbf{r}_{Ap}$  と  $\mathbf{p}_{Ap}$  の、 $\chi_n$  は  $\mathbf{r}_{An}$  と  $\mathbf{p}_{An}$  の関数である。p r i o r - f o r m が、非束縛状態へ遷移する一種の非弾性散乱として重陽子分解反応を扱ったものであるのに対し、p o s t - f o r m は、(d, p) 反応で中性子が非束縛状態に遷移したものとして扱っていると見なすことが出来る。

(4.13) 式で、 $\mathbf{r}_{A-pn}$  に関する積分の部分は減衰因子が無いために集束性が非常に悪く、通常 V i n c e n t と F o r t u n e の方法(V I N 7 0)に従って複素平面上の積分に置き換えられ実行される(B A U 7 6)。この方法は一部の D W B A コードに取り入れられているが(C O M 7 8)、分解反応に応用するのは多少面倒であり、集束性の判定が困難である。一方、前節で行った近似と同様に、 $V_{pn}$  以外の核力を無視し、重陽子と陽子に対する歪曲波をクーロン波動関数で置き換え、中性子の波動関数が

$$\chi_n^{(-)} = e^{i\mathbf{k}_{An} \cdot \mathbf{r}_{An}} \quad (4.15)$$

で与えられると仮定すると、再び解析的な形で、T行列要素を近似的に表すこと

が出来る。この場合には、分解反応を引き起こしている力が何であるかが p r i o r - f o r m ほど明確ではないが、B a u r 等 (B A U 7 6) に従って純クーロン分解反応と呼ぶことにする。

B a u r 等は (B A U 7 2) 重陽子の歪曲波を

$$\chi^{(+)}(\mathbf{r}_{A-pn}) \simeq \chi^{(+)}(\mathbf{r}_{Ap}) \quad (4 \quad 1 \quad 6)$$

と近似することにより、T 行列要素を

$$\begin{aligned} T &= \langle \chi_p^{(-)}(\mathbf{r}_{Ap}) e^{i\mathbf{k}_{An} \cdot \mathbf{r}_{Ap}} | \chi^{(+)}(\mathbf{r}_{Ap}) \rangle \langle e^{i\mathbf{k}_{An} \cdot \mathbf{r}_{pn}} | V_{pn}(\mathbf{r}_{pn}) | \phi_d(\mathbf{r}_{pn}) \rangle \\ &= I \cdot F(p_{An}) \end{aligned} \quad (4 \quad 1 \quad 7)$$

という分離型に表した。F ( p <sub>An</sub> ) は形状因子部分で、V <sub>pn</sub> として Hulthen 型

$$V_{pn}(r_{pn}) = -\frac{\hbar^2}{2\mu_{pn}}(\beta^2 - \alpha^2) \frac{e^{-\beta r_{pn}}}{e^{-\alpha r_{pn}} - e^{-\beta r_{pn}}} \quad (4 \quad 1 \quad 8)$$

をとった場合

$$F(p_{An}) = -\frac{\sqrt{2\pi\alpha}\hbar^2}{\mu_{pn}} \frac{\beta^{1/2}(\alpha + \beta)^{3/2}}{\beta^2 + (p_{An}/\hbar)^2} \quad (4 \quad 1 \quad 9)$$

で与えられる。I は超幾何関数を使って

$$\begin{aligned} I &= -i \lim_{\lambda \rightarrow 0} \frac{d}{d\lambda} [B(\lambda) {}_2F_1(-i\eta_d, -i\eta_p, 1; \xi(\lambda))] \\ B(\lambda) &= \frac{4\pi}{q^{2(i\eta_d + i\eta_p + 1)}} (q^2 - 2\mathbf{q} \cdot \mathbf{K}_i - 2\lambda K_i)^{i\eta_d} (q^2 + 2\mathbf{q} \cdot \mathbf{K}_i - 2\lambda k_{Ap})^{i\eta_p} \\ \xi(\lambda) &= 2 \frac{q^2(K_i k_{Ap} + \mathbf{K}_i \cdot \mathbf{k}_{Ap}) - 2(\mathbf{q} \cdot \mathbf{K}_i + \lambda K_i)(\mathbf{q} \cdot \mathbf{k}_{Ap} - \lambda k_{Ap})}{(q^2 - 2\mathbf{q} \cdot \mathbf{K}_i - 2\lambda K_i)(q^2 + 2\mathbf{q} \cdot \mathbf{k}_{Ap} - 2\lambda k_{Ap})} \end{aligned} \quad (4 \quad 2 \quad 0)$$

と書き表される。η<sub>d</sub> と η<sub>p</sub> はそれぞれ重陽子と陽子に対するクーロン=パラメータである。

また、L a n g 等 (L A N 7 3) は、(4 1 6) の妥当性が明かでないとして、通常の (d, p) 反応におけるゼロ=レンジ近似と同様の処方に従って、

$$\begin{aligned} T &= D_0 \cdot I \cdot \left[ 1 + \left( \frac{k_{pn}}{\Lambda} \right)^2 \right]^{-1} \\ D_0 &\simeq -126 \text{ MeV} \cdot f m^{3/2}, \quad \Lambda \simeq 1.5 f m^{-1} \end{aligned} \quad (4 \quad 2 \quad 1)$$

により計算を行っている。D<sub>0</sub> はゼロ=レンジ=パラメータで、[ ] 内は有限レンジ補正項である。

(4 1 7) 式を検出器の立体角に関して平均して求めた微分断面積を、<sup>12</sup>C と

$^{90}\text{Zr}$  についてそれぞれ図 4-8 と図 4-9 中に破線で示した。(4-21) 式による計算も行ったが、ほぼ同じ結果を与えるので以下では省略する。純クーロン分解反応でも、*post-form* の場合には谷の起源は明らかではないが、計算結果ではあらゆる質量数および  $Z$  のターゲットに対して、スペクトルに谷の生ずることが確かめられた。特に質量数が 20 以上のターゲットに対しては、図 4-9 の  $^{90}\text{Zr}$  の例からわかるように、谷の位置も非対称性の傾向も実験と良く一致したスペクトルを一般的に与える。一方、図 4-8 の  $^{12}\text{C}$  のような軽い核に対しては、計算のスペクトルは質量数に依存して谷の位置および非対称性が大きく変動してしまう。しかし、 $^{12}\text{C}$  と  $^{90}\text{Zr}$  の実験結果の類似性からこのような変動は考えにくいので、この傾向は軽い核に対するこの計算方法のある種の不適当さの結果と思われる。微分断面積の絶対値としては、 $^{12}\text{C}$  と  $^{90}\text{Zr}$  のいずれに対しても妥当な結果を与えている。

#### 4-6 議論

図 4-4 は陽子エネルギーで積分して得られる二階微分断面積の  $^{12}\text{C}$  に対する角度分布である。黒丸は実験点であり、実線および破線が *prior-form* と *post-form* DWBA 計算による予想である。いずれの計算も、 $0^\circ$  付近で非常に急勾配の角度分布をほぼ同じ絶対値で与えており、しかも実験をよく再現しているように見える。計算はかなり荒い近似に基づいたものであるが、以上の考察から  $^{12}\text{C}$  のように軽いターゲットに対しても、 $0^\circ$  においてはクーロン相互作用による分解が支配的であると結論して良いだろう。

また、2-2 節の議論と併せて次のような解釈が可能と思われる。後方角度では核力による分解過程が支配的であり、しかも終状態相互作用振幅の寄与が大きい。これに対し、前方角度へ行くに従って準弾性散乱振幅が大きくなり、両者の破壊的干渉によって断面積は一旦下がる。しかし、更に前方の  $0^\circ$  付近ではクーロン分解過程が支配的となり、断面積は急激に上昇する。

もちろん、その途中段階ではこれらの振幅の干渉が起こるであろうし、全ての角度範囲にわたってより信頼性の高い計算を行うことが必要である。また、実験も  $^{12}\text{C}$  と  $^{90}\text{Zr}$  以外の核種に関する測定が望まれる。特に  $Z$  依存性について調べ

ることは、ここで行った計算の精度を調べる試金石となるであろう。図4-10は二階微分断面積の $Z$ 依存性を示したものである。黒丸は実験点であり、実線および破線がprior-formとpost-form DWBA計算による予想である。計算はいずれも $Z = 20$ 付近で最大値を取るという非常に特徴的な形をしているが、これは次のように解釈することが出来る。散乱波が全く歪みを受けなかったとすると、例えば(4 1 0)で $\chi$ を平面波に置き換えることによってT行列要素は

$$T = \sum_i C_i \frac{16\pi^2 Z e^2}{(\alpha_i^2 + k_{pn}^2)^2} \frac{(\mathbf{k}_{pn} \cdot \mathbf{q})}{q^2} \quad (4 \ 2 \ 2)$$

となり、断面積は $Z^2$ に比例して増大することになる。しかし、(4 2 2)は $q \sim 0$ で強い $q$ 依存性を持っており、散乱波のわずかな歪みによっても断面積は非常に減衰することが予想される。図4-10のような $Z$ 依存性が生ずるのは、大きい $Z$ でクーロン歪曲波による減衰の効果が勝るためと解釈できる。これはクーロン分解過程の特徴であり、核力による分解過程では $q$ 依存性が緩やかであるので歪曲波の影響をそれほど強く受けないと考えられる。重い核では核力による歪みの効果も大きいことが予想されるが、もし弾性分解反応の断面積が重い核で抑制されるならば、(d, d)反応の $0^\circ$ の測定に大きな可能性が開けるかも知れない。一方、我々が測定した二つの点は計算の特徴を必ずしも捕らえておらず、例えば $A^{2/3}$ という曲線からもそれほどずれていない。この章での議論を決定付けるためにも、他の核種の測定が強く望まれる。

post-formとprior-formの違いについてここで触れておきたい。正確なT行列要素に対しては両者は本来同じ結果を与えるものである(BAU76)が、DWBA計算においては終状態の波動関数の取り方に依存して、計算方法ばかりか計算結果まで大きく異なったものになる。56 MeV重陽子の弾性分解反応の測定に対して松岡等が行ったprior-form DWBA計算(MAT82)では、陽子と中性子が重陽子ビームを挟んで反対方向に放出される場合の断面積は比較的良く再現されたものの、同じ方向に放出される場合の断面積は約10倍過大評価されていた。一方、BAUR等(BAU83)によるpost-form DWBA計算では、いずれの場合に対しても実験と非常に良い一致がみられた。prior-formによる記述は、終状態相互作用が重要になる

場合、つまり陽子と中性子が近い方向に放出される場合に優れているはずであるのが、実際は逆であるということになる。八尋等 (Y A H 8 4) は離散化連続チャンネル結合 (C D C C) 法による計算を行い、実験を非常に良く再現できることを示した。彼らはその中で、重陽子の非束縛状態同士のチャンネル結合の効果が、陽子-中性子間の相対エネルギーの小さい時には重要であることを示し、この点の欠けていることが *p r i o r - f o r m* D W B A 計算の失敗の原因であると指摘している。しかし、*p r i o r - f o r m* とのずれは角度が前方へ行くに従って小さくなることも示されており、このことは前方角度でチャンネル結合の効果が相対的に小さくなっているものとして理解される。我々の計算で、相対エネルギーが非常に小さいにもかかわらず、*p r i o r - f o r m* と *p o s t - f o r m* が近い結果を与えたのは、チャンネル結合の効果が  $0^\circ$  において無視できたからであると考えられる。

最後に、この章における議論が  $(d, d)$  反応に与える影響について考えてみたい。まず Q F S と F S I の関係はどうなるであろうか。終状態の陽子-中性子がスピン  $^1S_0$  状態にある場合には、直交性がスピン部分で保証されるので、 $\phi_{pn}$  と  $\phi_d$  が空間部分のみで直交する必要はない。従って F S I と Q F S が破壊的な干渉をする必然性はなく、(3 8-9) から散乱長  $a$  の符号が  $^3S_1$  と  $^1S_0$  とで逆であることを考慮すると、むしろ建設的な干渉が予想される。しかし、(4 7) 式において  $\phi$  の項を省き  $^1S_0$  状態に関する計算を行うと、あらゆる  $q$  に対して F S I が非常に大きく Q F S は無視できる寄与しかしないことがわかる。また、F S I の形の  $q$  依存性も非常に小さいことから、 $^1S_0$  状態に関しては、P W I A は M i g d a l - W a t s o n 近似を完全に支持していると言える。

クーロン分解過程は、それ自体ではスピン反転を起こさないので、 $(d, d)$  反応過程に直接影響することはない。しかし、 $0^\circ$  においてはクーロン分解反応の断面積は非常に大きいので、チャンネル結合を通じて  $(d, d)$  反応に影響を及ぼす可能性がある。これを如何に評価すかは今後の課題である。



## 5 章 ${}^4\text{He} \left( d, {}^2\text{He} \right) {}^4\text{H}$ 反応

### 5 1 序

#### 5 1 1 ベクトル偏極分解能の有用性

3 章で  ${}^{12}\text{C} \left( d, d \right) {}^{12}\text{C}$  反応の微分断面積とベクトル偏極分解能の実験結果を示した (図 3-10)。微分断面積の角度分布は比較的特徴の無い単調な分布であり、ターゲット核の異なる終状態 ( $1^+$ 、 $2^-$ ) に対して僅かな違いしか示さなかった。同様の傾向は  $(d, {}^2\text{He})$  反応でも報告されており、 ${}^{12}\text{C}$  ばかりでなく他の p-シェル核のターゲットに対しても、また、55 MeV (STA79)、70 MeV (MOT86)、99 MeV (BEA82) のいずれの入射エネルギーでも、微分断面積の角度分布は励起状態のスピンの違いをあまり反映しないことが示されている。

これに対しベクトル偏極分解能の測定結果は、 ${}^{12}\text{C}$  のそれぞれの励起状態に対して大きく異なる振舞いを示していた (図 3-11)。 $(d, {}^2\text{He})$  反応でも、本林等 (MOT86) が  ${}^{12}\text{C}$  を含むいくつかのターゲットについて同様の傾向の見られることを既に報告しており、簡単な DWBA 計算からその傾向が説明できることなどから、ベクトル偏極分解能の測定が励起状態のスピン の同定に有効であることを示唆している。しかし、ベクトル偏極分解能の測定はこれまで p-シェル核に対してしか行われていない。しかも調べられているのは  $\Delta L = 0$  の遷移がほとんどで、 $L \neq 0$  の状態は  ${}^{12}\text{B}$  の  $2^-$ 、 $4^-$  が測定されているのみである。核分光学的研究におけるベクトル偏極分解能の有用性を結論付けるには、p-シェル核以外のターゲットに対して、特に  $\Delta L \neq 0$  の遷移を調べる必要があると考えられる。

#### 5 1 2 テンソル偏極分解能の有用性

一方、全く理論的立場から  $(d, {}^2\text{He})$  反応のテンソル偏極分解能の測定の有用性が Bugg と Wilkin により指摘されている (BUG87)。

4 3 節で述べたような簡単な平面波衝撃近似によると、スピン  $0^+$  のターゲット核に対する  $(d, {}^2\text{He})$  反応のテンソル偏極分解能  $T_{20}$ 、 $T_{22}$  は

$$T_{20} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\bar{\ell}_1^{J,L}(|\beta|^2 - 2|\epsilon|^2)|S_-|^2 + \bar{\ell}_2^{J,L}|\delta|^2|S_+|^2}{\bar{\ell}_1^{J,L}(|\beta|^2 + |\epsilon|^2)|S_-|^2 + \bar{\ell}_2^{J,L}|\delta|^2|S_+|^2}$$

$$T_{22} = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\bar{\ell}_1^{J,L}|\beta|^2|S_-|^2 - \bar{\ell}_2^{J,L}|\delta|^2|S_+|^2}{\bar{\ell}_1^{J,L}(|\beta|^2 + |\epsilon|^2)|S_-|^2 + \bar{\ell}_2^{J,L}|\delta|^2|S_+|^2} \quad (5 \quad 1)$$

$$\bar{\ell}_i^{1,0} = 1 \quad \text{for } L = 0$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{\ell}_1^{L+1,L} &= \frac{1}{2}(L+2), & \bar{\ell}_1^{L,L} &= \frac{1}{2}(2L+1), & \bar{\ell}_1^{L-1,L} &= \frac{1}{2}(L-1) \\ \bar{\ell}_2^{L+1,L} &= L+1, & \bar{\ell}_2^{L,L} &= 0, & \bar{\ell}_2^{L-1,L} &= L \end{aligned} \right\} \text{for } L > 0 \quad (5 \quad 2)$$

によって与えられる。ここで、残留核の状態はスピン J と軌道角運動量 L によって記述され、重陽子中の中性子 (1) とターゲット核中の陽子 (3) との二体相互作用振幅  $f_{13}$  が

$$f_{13} = \alpha - i\gamma(\sigma^1 + \sigma^3) \cdot \hat{n} + \beta(\sigma^1 \cdot \hat{n})(\sigma^3 \cdot \hat{n})$$

$$+ \delta(\sigma^1 \cdot \hat{q}')(\sigma^3 \cdot \hat{q}') + \epsilon(\sigma^1 \cdot \hat{p})(\sigma^3 \cdot \hat{p})$$

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2}(\mathbf{K}_f + \mathbf{K}_i), \quad \mathbf{n} = \mathbf{K}_i \times \mathbf{K}_f, \quad \mathbf{q}' = \mathbf{n} \times \mathbf{p} \quad (5 \quad 3)$$

とパラメトライズされるとしている。S<sub>-</sub>、S<sub>+</sub>は散乱粒子形状因子であり、重陽子の S 状態および D 状態の波動関数をそれぞれ |S> および |D> と書くと

$$S_+ = \langle {}^2He | j_0(\frac{1}{2}qr_{pn}) | S \rangle + \sqrt{2} \langle {}^2He | j_2(\frac{1}{2}qr_{pn}) | D \rangle$$

$$S_- = \langle {}^2He | j_0(\frac{1}{2}qr_{pn}) | S \rangle - \frac{1}{\sqrt{2}} \langle {}^2He | j_2(\frac{1}{2}qr_{pn}) | D \rangle \quad (5 \quad 4)$$

と表される。

(5 1) 式は量子化軸を  $\mathbf{p}$  方向に取ったときのものであるが、前方角度への散乱のみに議論を限れば、入射ビーム方向を量子化軸とする通常の設定との差は小さいので、同一に扱うことにする。実験的に測定が容易なカーテシアン座標系での偏極分解能  $A_{xx}$ 、 $A_{yy}$  とは

$$A_{xx} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(T_{20} - \sqrt{6}T_{22})$$

$$A_{yy} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(T_{20} + \sqrt{6}T_{22}) \quad (5 \quad 5)$$

によって関係付けられる。

さて、 $|\beta|$ 、 $|\delta|$ 、 $|\epsilon|$  がいずれも 0 に近くない値を取る場合、 $T_{20}$  および  $T_{22}$  は残留核のスピン J に依存して大きく異なった振舞いをするが、(5 1-2) からわかる。自由な空間における二体散乱振幅の  $q \rightarrow 0$  の極限では、1 GeV 以上の入射重陽子エネルギーに至るまで  $|\beta|$ 、 $|\delta|$ 、 $|\epsilon|$  がいず

れも比較的大きな値を示していることから、これらの振幅がターゲット核の形状因子部分による変更を受けたとしても、前方角度の  $T_{20}$ 、 $T_{22}$  はかなり一般的な傾向として  $J$  に敏感であると考えられる。他の多くの反応の観測量が移行軌道角運動量  $L$  にのみ敏感な振舞いをするに較べると、 $(d, ^2He)$  反応のテンソル偏極分解能は非常に特徴的であり、スピン決定のための強力なプローブとなることが期待される。

このような事情は、もちろんテンソル偏極分解能が測定可能であることに起因しているわけであるが、重陽子を入射粒子とする通常の反応で最も支配的な寄与をする項  $\alpha$  が、 $(d, ^2He)$  反応においては寄与せず、スピン依存部分のみが残るということも理由の一つとなっている。

$(d, ^2He)$  反応のこのような特徴を生かした応用の中で興味有るものの一つは、スピン反転した ( $\Delta S = 1$ ) ダイポール共鳴 ( $\Delta L = 1$ ) のスピン状態 ( $2^-, 1^-, 0^-$ ) を決定することである。中間エネルギーの  $(p, n)$  反応では (GA83)、比較的重い核に対して一般的に 20 MeV 程度の励起エネルギーでバンパが観測されており、角度分布から  $\Delta L = 1$ 、入射エネルギー依存性から  $\Delta S = 1$  であると言われている。バンパの幅は 10 MeV 程度と広く、 $2^-$ 、 $1^-$ 、 $0^-$  の励起エネルギーの違いによるものとされているが、 $(n, p)$  型反応では重い核で  $0^-$  が強調されるという理論的予想もあり (SUZ84)、各スピン状態の強度分布を分離することは重要である。 $(d, ^2He)$  反応の偏極分解能はこのような目的に最適のプローブと考えられる。特に  $0^-$  に関しては、テンソル偏極分解能が恒等的に

$$A_{yy} \equiv 1 \quad \text{for } 0^- \text{ state} \quad (5.6)$$

となり、不定性の無い議論が可能である。(5.6) は、入射粒子とターゲット核のスピン=パリティが  $1^+ + 0^+ \rightarrow 0^+ + 0^-$  となる反応に対するパリティ保存則の一般的帰結でもある (SIM74)。 $(d, ^2He)$  反応のような  $(n, p)$  型反応では、重い核に対する  $\Delta L = 0$  の励起がパウリ原理によって抑制されるので、 $L = 1$  の励起状態を少ないバックグラウンドで観測することが出来るという点も、この研究における利点である。

AVFサイクロトロンエネルギー領域でも、 $(d, ^2He)$  反応による中重核のダイポール共鳴状態の測定は、実験方法の工夫次第では可能と思われるが、ま

ず軽い核の  $L = 1$  が確定した状態に対する測定によって、核分光の道具としてのテンソル偏極分解能の有用性を確かめることが先決である。これまでのところ、 $L = 1$  の状態に対するテンソル偏極分解能の測定は、 $^{12}\text{C}$  の  $2^-$  状態について、本林等が  $70\text{ MeV}$  で行ったもの (MOT 88b) と、Saturne で行われた  $650\text{ MeV}$  でのもの (JOE 86) があるのみである。前節で述べたと同じ理由で、 $p$ -シェル核以外のターゲットに対する測定が必要であろう。

### 5 1 3 $^4\text{H}$ に関する背景

さて、以上の動機から偏極分解能の測定を行うに当たり、 $\Delta L = 1$  による励起が確定している  $p$ -シェル核以外のターゲットとして、我々は  $^4\text{He}$  を選択した。エネルギー分解能による準位密度の制限 ( $\geq 0.5\text{ MeV}$ )、散乱波の歪みの増大による断面積の減少の回避、等の実験的要請から  $s$ - $d$ -シェル核の選択は避けられた。また、偏極分解能の測定は  $(d, d)$  反応と  $(d, ^2\text{He})$  反応で同様に有用であるが、 $T = 0$  のターゲットに対して両者は同じ選択則を持つので、ガス=ターゲットを使用する場合に中性子の測定の困難なこともあり、実験の容易さから  $(d, ^2\text{He})$  反応が選択された。

$^4\text{He} (d, ^2\text{He})$  反応によって生成される  $^4\text{H}$  を単純なシェル模型で考えると、 $1\hbar\omega$  状態は  $(\pi s^{-1}, p^{+1})$  配位により基本的に  $L = 1$  である。シェル間隔が約  $20\text{ MeV}$  と広く  $2\hbar\omega$  状態の混入する心配が少ないので、 $\Delta L = 1$  となる遷移の例題としては無類のものと言える。

残念ながら  $^4\text{H}$  は非束縛粒子であるが、幅の広い共鳴状態として存在することが多数の実験によって報告されている。 $^4\text{H}$  に関する実験は F i a r m a n 等 (F I A 73) によってまとめられているが、その後に行われ共鳴が観測されたものとして、 $^6\text{Li} (^6\text{Li}, ^8\text{B})$  反応 (W E I 77)、 $^7\text{Li} (\pi, t t)$  反応 (M E Y 79、S E N 81)、 $^7\text{Li} (^3\text{He}, ^3\text{He} ^3\text{He})$  反応 (F R A 85)、 $^7\text{Li} (n, \alpha X)$  反応 (M I L 86)、 $^9\text{Be} (^{11}\text{B}, ^{16}\text{O})$  反応 (B E L 86) 等がある。

共鳴の存在に関する最も古い報告は、 $^3\text{H}$  に対する中性子弾性散乱の位相差解析によるものである (T O M 66)。T o m b r e l l o は位相差  $\delta_{sL}^J$  を一準位共鳴理論に従って表 5-1 のようにパラメトライズし、 $S = 1$  の  $1^-$  と  $2^-$  の共鳴状態が存在することを示唆した。中性子- $^3\text{H}$  間の相対エネルギーを  $\varepsilon_{nt}$ 、波数を  $k_{nt}$  と書くと、一準位共鳴理論において  $\delta_{sL}^J$  は

$$\delta_{SL}^J = -\phi_L + \sigma_L + \arctan \left[ \frac{(k_{nt}a/A_L(k_{nt}a)^2)\gamma_{\lambda L}^2}{E_{\lambda} - \gamma_{\lambda L}^2(g_L + L) - \epsilon_{nt}} \right]$$

$$g_L = \frac{d(\ln A_L(k_{nt}a))}{d(\ln k_{nt}a)} \quad (5.7)$$

によって与えられ、共鳴エネルギー  $E_R$  は

$$E_{\lambda} - \gamma_{\lambda L}^2(g_L + L) - \epsilon_{nt} = 0 \quad (5.8)$$

を満たす  $\epsilon_{nt}$  として定義される。 $\lambda$  は準位を識別する指標である。 $\sigma_L$  はクーロン位相差 ( $n+t$  系では 0) であり、剛体球による位相差  $\phi_L$  および貫通因子  $A_L(k_{nt}a)$  は

$$\phi_L = \arctan \left( \frac{F_L(k_{nt}a)}{G_L(k_{nt}a)} \right) \quad (5.9)$$

$$A_L(k_{nt}a) = \sqrt{F_L(k_{nt}a)^2 + G_L(k_{nt}a)^2} \quad (5.10)$$

によって与えられる。表 5-1 で相互作用半径  $a$  は 4 fm にとられている。 $\gamma^2$  は換算幅であるが、 $2^-$ 、 $1^-$  のいずれに対しても Wigner の総和則極限

$$\gamma_W^2 = \frac{3\hbar^2}{2\mu_{nt}a^2} \simeq 5.2 \text{ MeV} \quad (5.11)$$

にほとんど等しい。 $L=1$  の状態としてはこの他に  $0^-$  および  $S=0$  の  $1^-$  が可能であるが、それらに関する値は 6 MeV の入射エネルギーまでの実験データしかなかったことと、データの精度の不足のため決定されていない。

位相差解析を除いては、 $^4\text{H}$  の共鳴状態にこのような準位構造のあることを報告した実験は少なく (MIN 69、BIS 70、SEN 81)、その不定性も大きい。また、基底状態としての  $2^-$  の存在を主張しているその他の実験も含めて、データは実験の困難さ等から概して精度が悪く、 $2^-$  の励起エネルギーおよび幅に関してさえ必ずしも良い一致を見ていないという状況である。

一方鏡映核である  $^4\text{Li}$  に関しては、 $^3\text{He}$  の陽子弾性散乱実験が容易であり、偏極量も測定されていることから、データの質ははるかに良い。Tombrello は同様の位相差解析から  $2^-$ 、 $1^-$  ( $S=1$ )、 $0^-$ 、 $1^-$  ( $S=0$ ) 状態に関するパラメータを求めており (TOM 65)、その値が表 5-1 に併せて示されている。しかし、この結果が唯一の解でないことは、Morrow と Haeblerli によって指摘されており (MOR 69)、Tombrello の結果に一致

するもの（MH-I と呼ばれている）の他に、励起エネルギーの低い順に  $2^-, 0^-, 1^-$ （ $S=0$ ）,  $1^-$ （ $S=1$ ）となる解（MH-III）の存在することが示されている。また、 $^4\text{He}$  の  $T=1$  状態に関しても、 $^3\text{H} (p, n)$  反応の R 行列による解析（WER 68）で、MH-I と MH-III に対応する二つの解の可能であることが報告されている。このような不定性は、その後の  $^3\text{He} (p, p)$  反応の偏極移行量（ $K_{xx'}$ ,  $K_{zz'}$ ,  $K_{yy'}$ ）の測定（WEI 78）によっても解決されていない。

また、四体系に関する理論的予想もそれぞれの解を支持するものが存在し、例えば MH-I に対してはクラスタ模型によるもの（FUR 79）、MH-III に対してはシェル模型によるもの（BEV 77）等がある。

$^4\text{He} (d, ^2\text{He})$  反応は、これまで  $^4\text{H}$  に関する実験で用いられたものに較べると単純な過程であり、精度の高いデータが期待される。さらに、偏極分解能の測定がこのような不定性の解決のために有用であるかは興味深い。

#### 5 1 4 $(d, ^2\text{He})$ 反応

ところで、 $(d, ^2\text{He})$  反応は  $(d, d)$  反応の荷電スピン類似型反応であり、 $T=0$  のターゲット核に対する反応機構はほぼ同じであると期待されるが、実際の測定に際しての取り扱いにはいくつか異なった点がある。まず第一は、2 陽子系ではパウリ原理によって  $^3S_1$  状態が禁止されるので、3 章で述べたような  $\Delta S=0$ 、 $\Delta T=0$  の遷移の混入する恐れがない点である。第二は 2 陽子間に働くクーロン相互作用によって状態密度関数  $P(\epsilon)$  が変更を受ける点で、(3 6) 式に変わって

$$P(\epsilon_{pp}) = \rho^c \left( \frac{\sin \delta}{C(\eta_{pp}) k_{pp}} \right)^2, \quad C(\eta_{pp}) = \sqrt{\frac{2\pi\eta_{pp}}{e^{2\pi\eta_{pp}} - 1}} \quad (5 1 2)$$

が用いられることになる（MIG 55、PHI 65）。ここで  $k_{pp}$  は 2 陽子間の波数であり、 $\eta_{pp}$  は 2 陽子間のクーロンパラメータである。位相差  $\delta$  を記述する有効距離理論の式 (3 7) に対しては

$$C(\eta_{pp})^2 k_{pp} \cot \delta + \frac{h(\eta_{pp})}{R} = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_0 k_{pp}^2$$

$$h(\eta) = \eta^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + \eta^2)} - \ln \eta - \gamma, \quad R = \frac{\hbar^2}{m_p e^2} \quad (5 1 3)$$

が代わりに用いられる。 $\gamma$  はオイラ一定数である。散乱長  $a$  および有効距離  $r_0$  と

して

$$a = -7.810 fm, \quad r_0 = 2.767 fm \quad (5.14)$$

(DUM83)をとったときの $P(\varepsilon_{pp})$ が図1-1中に示されている。図からわかるように、 $P(\varepsilon_{pp})$ は1.5 MeV以上の相対エネルギーでは陽子-中性子系の $^1S_0$ 状態の状態密度関数とほとんど差が無いものの、1 MeV以下ではクーロン斥力により非常に抑制されている。状態密度関数の違いによる測定技術上の問題は、2.5節で論じられたのでここでは省略する。

## 5.2 測定結果

2.6節で述べた方法によって得られた、 $^4He(d, pp)^4H$ 反応のQ値スペクトルと、各Q値に対応する $A_y$ および $A_{yy}$ を、それぞれ図5-1 a、b、cに示す。図は2陽子の質量中心の放出角度の平均が $12.5^\circ$ となる検出器の組合せに対するものであり、2陽子間の相対エネルギー $\varepsilon_{pp}$ が1 MeV以下である事象のみが選択されている。このスペクトルは、 $^4H$ が残留核となる反応の測定で得られたものの内で、最も統計精度と分解能の良いものの一つである。

$^4H$ は非束縛粒子であるので、実際の残留核としては $n+t$ 、 $n+n+d$ および $n+n+n+p$ の三通りの可能性がある。それぞれの分解チャネルの反応Q値は比較的近く、

$$\begin{aligned} Q_0[^4He(d, pp)n+t] &= -22.04 \text{ MeV} \\ Q_0[^4He(d, pp)n+n+d] &= -28.30 \text{ MeV} \\ Q_0[^4He(d, pp)n+n+n+p] &= -30.52 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (5.15)$$

である。実験のYieldは $n+t$ チャネルの値が閾値となって始まっていることが図からわかる。これらの粒子が終状態で全く相関を持たなかった場合、スペクトルは単なる位相空間因子の分布と同じ形になると期待される。 $^4H$ が共鳴状態として存在することの効果は、位相空間因子からのずれとして現れる。

まず $n+t$ チャネルを考えることにする。この節では二つの陽子検出器を1、2の番号によって区別し、それぞれによって検出される陽子に便宜上1、2の添字を付けることにする。統一のため、残留核の中性子と $^3H$ に関する量には、それぞれ3および4の添字を付すことにする。我々は、 $^4He(d, pp)n+t$ 反応を

四体分解反応ではなく、二体反応の拡張として扱いたいという要求があるので、通常の J a c o b i 座標展開の代わりに図 5-2 のような座標系を定義する。

$$\begin{aligned}\mu_{12} &= \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}, \quad \mu_{34} = \frac{m_3 m_4}{m_3 + m_4} \\ \mu_{34-12} &= \frac{(m_1 + m_2)(m_3 + m_4)}{m_1 + m_2 + m_3 + m_4}\end{aligned}\quad (5 \quad 1 \quad 6)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{p}_{12} &= \mu_{12} \left( \frac{\mathbf{p}_2}{m_2} - \frac{\mathbf{p}_1}{m_1} \right), \quad \mathbf{p}_{34} = \mu_{34} \left( \frac{\mathbf{p}_4}{m_4} - \frac{\mathbf{p}_3}{m_3} \right) \\ \mathbf{p}_{34-12} &= \mu_{34-12} \left( \frac{\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2}{m_1 + m_2} - \frac{\mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4}{m_3 + m_4} \right)\end{aligned}\quad (5 \quad 1 \quad 7)$$

のように換算質量と運動量を定義すれば、 $^4\text{He} (d, p p) n$  反応に対する質量中心系での四体の位相空間因子  $\rho^{(4)}$  は

$$\begin{aligned}\rho^{(4)} \cdot d\epsilon_{12} d\Omega_{12} d\epsilon_{34} d\Omega_{34-12} \\ = h^{-9} \mu_{12} p_{12} d\epsilon_{12} d\Omega_{12} d\epsilon_{34} d\Omega_{34-12} \\ \times \int \mu_{34} p_{34} \mu_{34-12} p_{34-12} \delta(E_{CM} - \epsilon_{12} - \epsilon_{34} - \epsilon_{34-12}) \delta(\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 + \mathbf{p}_4) d\epsilon_{34-12} d\Omega_{34} \\ = \frac{4\pi}{h^9} (\mu_{12} \mu_{34} \mu_{34-12})^{3/2} \sqrt{8\epsilon_{12}\epsilon_{34}(E_{CM} - \epsilon_{12} - \epsilon_{34})} \cdot d\epsilon_{12} d\Omega_{12} d\epsilon_{34} d\Omega_{34-12} \\ E_{CM} = \frac{m_A}{m_d + m_A} E_d + Q_0\end{aligned}\quad (5 \quad 1 \quad 8)$$

で与えられる。 $m_i$  は粒子  $i$  の質量、 $\epsilon_{ij}$  は粒子  $i, j$  間の相対エネルギーを表し、 $E_d$  は入射重陽子のエネルギー (70 MeV) である。独立変数として  $\epsilon_{34}$  と  $\Omega_{34-12}$  をとったのは、スペクトルが  $Q$  値 ( $= Q_0 - \epsilon_{34}$ ) と  $^2\text{He}$  の散乱角度 ( $\Omega_{34-12}$ ) の関数として与えられることを考慮したからである。ところで、我々の測定条件では検出される 2 陽子が相関を持っており、それが (5 1 2) で記述されることを既に我々は知っている。従って、中性子と  $^3\text{H}$  が相関を持たないと仮定した場合に予想されるスペクトルの形は

$$\int \int \int_{\Delta\Omega_1} \int_{\Delta\Omega_2} \rho^{(4)} \left( \frac{\sin \delta}{C(\eta) k_{12}} \right)^2 \theta(\epsilon^{\max} - \epsilon_{12}) \frac{\partial(\epsilon_{12}, \Omega_{12}, \Omega_{34-12})}{\partial(E_1, \Omega_1, \Omega_2)} d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dz$$

で与えられる。 $z$  に関する積分はガス=ターゲットによる反応位置の不定性を考慮したものであり、 $z$  軸は入射ビーム方向に取っている。 $\Delta\Omega_1$ 、 $\Delta\Omega_2$  はビーム軸上の  $z$  の位置からダブル=スリットを通して見込める立体角で、 $z$  の関数である。ビームの空間的広がりは無視している。 $\epsilon^{\max}$  は図 5-1 のスペクトルの場合 1 MeV である。(5 1 9) 式を解析的に表して積分するのは少し大変なので、3



2 節で述べたようにモンテ=カルロ法により計算した。

計算の結果得られた分布を適当に規格化したものが、図 5-1 a 中に破線で示されている。それに対して実験結果は、Q 値が  $-25 \text{ MeV}$ 、即ち  $n+t$  系の励起エネルギー ( $\varepsilon_{34}$ ) にして  $3 \text{ MeV}$  をピークに Yield が強調されており、 $^4\text{H}$  が共鳴状態として存在することを示している。しかしその寄与は非常に幅の広いバンブとなって現れており、偏極分解能も含めて特に構造があるようには見えない。

モンテカルロ法によれば五体および六体分解反応の位相空間因子の計算も自然な拡張により可能であるが、我々の注目する Q 値の領域では  $\rho^{(4)}$  に較べて影響が小さいと思われるので、以下では無視することにする。

$^4\text{H}$  の寄与が支配的であると思われる  $-27 \leq Q \leq -22 \text{ MeV}$  の領域について、Yield を積分して求めた  $A_y$  と  $A_{yy}$  の角度分布を図 5-3 に示した。2-6 節で述べたように、 $\theta_L = 18.2^\circ$  の測定では散乱平面と偏極ビームの量子化軸が垂直ではなく、(2-1) 式は適用できない (OHL 73)。  $A_y$  については、散乱平面の回転に対する変換性から  $(\cos \phi)^{-1}$  を乗じたものを図に示した。テンソル部分は  $A_{xx}$  と  $A_{yy}$  の線形結合となり分離できないが、 $A_{xx}$  の寄与を無視して (2-1) から得られる  $A_{yy}$  を示した。

### 5 3 考察

#### 5 3 1 Factored Wave Function Method によるスペクトルの解釈

図 5-1 a のスペクトルの簡単な解釈を試みしてみる。他の実験および理論と比較する上でも、スペクトルの形を中性子- $^3\text{H}$  散乱の位相差と関連付けて表すのが最も簡便である。ここでは Factored Wave Function Method (YU 66) と呼ばれる方法を用いることにする。

$n+t$  系の相対波動関数を  $\phi_{nt}$  と書くと、準位  $\lambda$  に関してその漸近形は

$$\psi_{nt} \longrightarrow 4\pi \sum_{LM} i^L e^{i\delta_{\lambda L}} \frac{A_L(k_{nt}r_{nt})}{k_{nt}r_{nt}} \sin \beta_{\lambda L} Y_L^{M*}(\hat{\mathbf{k}}_{nt}) Y_L^M(\hat{\mathbf{r}}_{nt}) \quad (5-20)$$

と表される。 $A_L$  は (5-10) 式で与えられ、共鳴位相差  $\beta$  は、クーロン位相差  $\sigma_L$  と剛体球による位相差  $\phi_L$  によって

$$\beta_{\lambda L} = \delta_{\lambda L} - \sigma_L + \phi_L \quad (5-21)$$

と定義される。

ここで、 $\phi_{nt}$ が相互作用領域内部では

$$\psi_{nt} = 4\pi \sum_{LM} i^L e^{i\delta_{\lambda L}} N_{\lambda L}(k_{nt}) \frac{f_{\lambda L}(r_{nt})}{r_{nt}} Y_L^{M*}(\hat{k}_{nt}) Y_L^M(\hat{r}_{nt}) \quad (5 \quad 2 \quad 2)$$

という形をとり、 $f_{\lambda L}(r_{nt})$ が $k_{nt}$ に依存しないという仮定を導入する。(5 2 0)と(5 2 2)が相互作用半径 $a$ で接続されたとすると、規格化因子 $N_{\lambda L}$ は

$$N_{\lambda L}(k_{nt}) = A_L(k_{nt}a) \sin \beta_{\lambda L} / k_{nt} f_{\lambda L}(a) \quad (5 \quad 2 \quad 3)$$

となり、この因子が準位 $\lambda$ に対するT行列要素の $k_{nt}$ 依存性を表すことになる。

従って、 ${}^4\text{He}(\text{d}, {}^2\text{He})\text{n t}$ 反応で得られるスペクトルは、(5 1 9)において四体の位相空間因子 $\rho^{(4)}$ を

$$\rho^{(4)} \longrightarrow \rho^{(4)} \sum_{\lambda L} W_{\lambda L} \left( \frac{A_L(k_{nt}a) \sin \beta_{\lambda L}}{k_{nt}} \right)^2 \quad (5 \quad 2 \quad 4)$$

と置き換えたもので与えられると予想される。 $W$ は準位 $\lambda$ に対する相対的な遷移強度である。

ここで用いた手法はM i g d a l、W a t s o n等によるものと類似している。実際、(5 2 4)中の $\rho^{(4)}$ を(3 4)の $\rho^0$ に置き換え、 $L=0$ の場合に当てはめると(3 5-6)に帰着することから、Factored Wave Function MethodはM i g d a l-W a t s o n近似の $L \neq 0$ への拡張であることがわかる。

一準位共鳴理論によれば、共鳴位相差 $\beta$ は(5 7)式の右辺第三項で与えられる。ここではT o m b r e l l oによる位相差解析の結果を用いて計算を行うことにする。図5-4は、表5-1のパラメータから得られる $\beta$ を用い、(5 1 9, 2 4)の積分を実行して求めた $\theta_L = 125^\circ$ のスペクトルを、 $2^-$ ,  $1^-$  ( $S=1$ ),  $0^-$ 状態について適当に規格化して示したものである。 $(\text{d}, {}^2\text{He})$ 反応では $1^-$  ( $S=0$ )は励起されない。ただし $0^-$ については、 $2^-$ との差が ${}^4\text{Li}$ の $0^-$ と $2^-$ の差に等しくなるように $E_R$ を決め、換算幅も ${}^4\text{Li}$ と共通にした。図からわかるように、ピーク位置の違いを除けば、いずれの準位も非常に幅が広く互いにほとんど重なり合っている。

相対遷移強度 $W$ をパラメータとして、実験によるスペクトルをフィットしたものが図5-5 aおよびbである。ただし、全ての準位を含めた場合には不定性が大き過ぎるので、図5-5 aでは $2^-$ と $1^-$ 、図5-5 bでは $2^-$ と $0^-$ のみの組合せを

仮定した。図5-5 a中に示されているように、フィットの結果では四体の位相空間因子  $\rho^{(4)}$  の寄与は非常に小さいので以下では無視することにする。さて、図5-5 a、bから最も寄与の大きい準位が  $2^-$  であることはわかるが、いずれの計算でも実験との一致は妥当なものであり、 $1^-$  と  $0^-$  の相対的寄与を決めるには不定性が高い。3章で議論されたと同様に、(5 2 4) の近似の成り立つ範囲がそれほど広くないと予想される点、および、エネルギーの絶対値や有限の分解能等の実験的誤差による影響を考慮すると、これまでの多くの実験で不成功に終わったように、スペクトルの形のみから各準位の励起エネルギーまで決定するのは不可能であると言って良い。

### 5 3 2 DWBAによる偏極分解能の取り扱い

次にDWBAの枠組みで、図5-3の偏極分解能の解釈を試みてみる。ここでは $^2\text{He}$ および $^4\text{H}$ を、それぞれに対応する量子数を持った粒子であると扱うことにより簡単な評価をする。計算は3章で述べたと同様にTWO FNR (IGA 77) を用いて行った。

歪曲波を記述する光学ポテンシャルにはDaehnick等によるエネルギー依存光学ポテンシャル(DAE 80)を使い、終状態の $^2\text{He}$ のエネルギーには平均のQ値に対応するものを用いた。ただし、スピン-軌道部分には56 MeV重陽子に対する西村等の値(NIS 85)を用いた。有効相互作用は $^2\text{He}$ の広がりを無視して(3 2 4)式の $V_{11}$ を使い、ゼロ=レンジ近似計算を行った。

ターゲット核の形状因子は単純なシェル模型を仮定して計算された。 $^4\text{H}$ の波動関数として、 $2^-$  には  $(\pi s_{1/2}^{-1} \nu p_{3/2}^{+1})$ 、 $0^-$  には  $(\pi s_{1/2}^{-1} \nu p_{1/2}^{+1})$  という純粋状態を仮定した。同様に、 $1^-$  は  $(\pi s_{1/2}^{-1} \nu p_{1/2}^{+1})$  と  $(\pi s_{1/2}^{-1} \nu p_{3/2}^{+1})$  の混合状態と考えられるが、この計算では両者のあらゆる比の組合せも、ベクトルおよびテンソル偏極分解能に無視できる違いしかもたらさないことがわかった。s軌道およびp軌道の波動関数を記述するポテンシャルには、半径およびばやけが1.25 fmおよび0.65 fmのフェルミ型を用いた。ポテンシャルの深さは解離エネルギーを再現するように決められ、s軌道の核子の解離エネルギーとして19.8 MeVが用いられた。p軌道の核子は非束縛状態にあるが、計算の都合上0.01 MeVが用いられた。スピン軌道部分のポテンシャルの深さは6 MeVに固定された。

以上のようなモデルに基づいて計算された  $A_y$  および  $A_{yy}$  の、 $2^-$ 、 $1^-$ 、 $0^-$  に対する角度分布が図 5-3 中に示されている。斜線部分は計算結果の不定性の範囲を示しており、光学ポテンシャル、有効相互作用、およびシェル模型軌道を記述するポテンシャルのパラメータを故意に変化させることによって評価された。(5-6) で示したように、 $0^-$  に対する  $A_{yy}$  の値はモデルとは無関係に 1 である。計算で予想される角度分布はいずれも非常に緩やかなものであるが、それぞれの状態に対する  $A_y$  と  $A_{yy}$  の値は大きく異なっており、5-1-1-2 節で述べられた傾向を支持している。

図からわかるように、実験値は  $A_y$ 、 $A_{yy}$  のいずれに対しても  $2^-$  に最も近く、その寄与が大きいことを示唆している。さらに、 $-2.7 \leq Q \leq -2.2 \text{ MeV}$  の範囲で  $0^-$  が 30% の割合で混入しており、 $1^-$  の寄与が無視できると仮定すると、実験値の  $A_y$  と  $A_{yy}$  を同時に説明することが出来る。 $A_y$ 、 $A_{yy}$  が閾値付近であまり  $Q$  値依存性を持っていなかったことから(図 5-1 b、c)、 $0^-$  と  $2^-$  の励起エネルギーの差は小さく、MH-III の解を支持しているものと考えることが出来る。

スペクトルの形のみに関する考察では、 $2^-$ 、 $1^-$ 、 $0^-$  の相対遷移強度に関してほとんど結論を下すことが出来なかったことに較べると、 $A_y$ 、 $A_{yy}$  からこのような推察が可能であることは非常に対照的であり、偏極分解能の測定が核分光学的研究に有効であることを示すものである。

もちろん、ここで行われた計算は非常に荒い近似に基づくものである。特にターゲット核の形状因子( $^4\text{H}$  の波動関数)に関してはシェル模型による取り扱いが正しいかは疑問であり、より現実的な計算を行う必要があるだろう。各状態への相対遷移強度に対して、四体系に関する理論がどのような予想を与えるかは興味深い。スピン軌道相互作用が小さいとすれば、終状態のスピン自由度( $2J+1$ )で与えられるはずの相対遷移強度が、 $1^-$  より  $0^-$  について強いとする我々の結論は支持されるであろうか。また、3-5 節で述べられた DWBA 計算自体の不十分な点が偏極分解能に与える影響も評価する必要がある。これらは今後の課題である。

## 6 章 結 論

この論文では、放出される2核子が強く終状態相互作用するような条件のもとで、重陽子分解過程とそれに関連した過程の研究を行い、それらを $(d, d)$ あるいは $(d, {}^2\text{He})$ 反応等といった二体反応として扱うことの妥当性と限界、およびそれらの選択則を利用した核分光学的研究への応用の可能性を探ってきた。

$(d, d)$ 反応はこれまでに測定例がなく、初の測定が ${}^{12}\text{C}$ と ${}^{58}\text{Ni}$ のターゲットに対して、それぞれ56および70 MeVの入射エネルギーで行われた。

まず構造の良くわかっている ${}^{12}\text{C}$ を使って、 $(d, d)$ 反応の測定可能性と反応機構が調べられた。実験で得られたエネルギースペクトルでは、 ${}^{12}\text{C}$ の良く知られている $T=1$ 、 $S=1$ 状態の強い励起が観測され、スピンと荷電スピンの反転に関する反応選択則の有効に働いていることが確かめられた。また、陽子-中性子間相対エネルギー分布に注目することにより、 ${}^3\text{S}_1$ に組む終状態相互作用を通じて励起された $T=0$ の状態との識別が可能であり、バックグラウンドからシングレット重陽子の寄与を定量的に分離できることが示された。得られた微分断面積の角度分布は、55 MeVで測定された ${}^{12}\text{C}(d, {}^2\text{He}){}^{12}\text{B}$ 反応によるものと非常に良く一致しており、反応機構の単純であることが示唆された。直接反応的な理論形式で $(d, d)$ 反応がどの程度記述できるかを見るために、陽子と中性子が必ず ${}^1\text{S}_0$ に組んで終状態相互作用するという仮定によりDWBA計算を行った。まず微分断面積の相対エネルギー依存性に関しては、陽子-中性子間の自由度を完全に分離するMigdal-Watsonの近似を、我々が測定した領域においてDWBAは支持していることがわかった。実験結果との比較では、微分断面積とベクトル偏極分解能の両方に関して良い一致が得られた。計算ではシングレット重陽子の光学ポテンシャルとして通常の重陽子に対するものが使われたが、その悪影響は顕著には現れなかった。以上のように、 $(d, d)$ 反応は三体反応として測定されながらも、複合粒子が放出される二体反応と同様の記述が可能であり、しかも相対エネルギーに関する情報からバックグラウンドの判定が出来るという有利な点もあることなどから、スピン、荷電スピン反転に関する特徴的な反応選択則を利用した、新たな核構造研究の可能性が示唆されたと言える。

次に応用例として、 $N > Z$ である中重核の高励起連続領域におけるスピン反転

強度を調べる目的で、 $^{58}\text{Ni}$ をターゲットとした $(d, d)$ 反応の測定が70 MeVの入射エネルギーで行われた。有限角度では、8 MeVから20 MeV以上にまで至る励起エネルギーの領域で、スピン反転強度が比較的強く観測され、しかもほとんど構造を持たず連続的に分布していることがわかった。スピン反転に関して最も単純な励起過程である磁気双極子共鳴の寄与を調べるために、 $\Delta L = 0$ の成分が強調されると期待される $0^\circ$ の測定が行われたが、基底状態のピークが圧倒的に強くシングレット重陽子の寄与を分離することが出来なかった。重いターゲットでは重陽子弾性分解反応の断面積が増大するため、この入射エネルギー領域での $(d, d)$ 反応の $0^\circ$ の測定は、この論文で述べた方法ではほとんど不可能と思われる。

この急激な断面積の上昇に加えて、 $0^\circ$ での重陽子弾性分解反応の振舞いは後方角度と非常に異なっていることがわかった。後方角度での陽子エネルギースペクトルは、終状態相互作用近似から予想される幅の広いなだらかな分布に従っていたが、 $0^\circ$ での陽子エネルギースペクトルには、陽子-中性子間の相対エネルギーが0になる位置に鋭い谷の生じているのが観測された。この振舞いを理解するために、二つの簡単なモデルによる説明が試みられた。核力のみによる分解過程を考えた場合、 $0^\circ$ においては準弾性散乱振幅が大きくなり終状態相互作用振幅と破壊的に干渉するため、陽子エネルギースペクトルに谷の生じることが平面波衝撃近似から予想された。しかし、谷の鋭さや断面積の $0^\circ$ での急激な上昇といった実験結果を説明するには不十分であった。分解過程がクーロン相互作用のみによって引き起こされると考えた場合にも、双極子遷移が支配的になることからやはり谷の生じることが予想された。歪曲波としてクーロン歪曲波のみを取り入れた簡単なDWBA計算により、谷の鋭さや断面積の絶対値および $0^\circ$ での急激な上昇が比較的良く再現されることがわかった。重陽子弾性分解反応は、 $0^\circ$ 付近では $^{12}\text{C}$ のような軽いターゲットに対してもクーロン分解過程の寄与が支配的であり、後方角度と反応機構の全く異なっていることが示唆された。

$(d, d)$ および $(d, ^2\text{He})$ 反応では、スピン反転の選択則と関連して偏極分解能の測定が核分光学的に有用であると期待されていた。 $^{12}\text{C}$ に対する $(d, d)$ 反応の結果では、ベクトル偏極分解能は移行スピン-パリティに依存して特徴的な値を示し、DWBA計算においてもモデルに対する依存性が小さかったことから、

未知の状態のスピン-パリティの決定に有効であることが示唆された。一方テンソル偏極分解能は、移行軌道角運動量 $\Delta L$ が1である場合のスピン状態を決定する際に特に有効であることが理論的に予想されていた。 $\Delta L$ が基本的に1であると期待される反応として $^4\text{He}(d, ^2\text{He})^4\text{H}$ 反応の測定を行い、幅の広い共鳴状態に対しても、両方の偏極分解能を組み合わせることによってスピン状態の不定性を除くことが可能であることが示唆された。

以上をまとめて、強い終状態相互作用を伴う重陽子分解反応は、 $(d, d)$ および $(d, ^2\text{He})$ 反応という形で、核構造研究に関する強力なプローブとなる可能性が示された。

## 謝辞

この論文にまとめられた研究を進めるにあたって、多くの人々の協力と助言をいただきました。この場を借りて深く感謝いたします。

指導教授である京都大学の小林晨作教授には、研究上の指導とともに、種々の研究上の便宜をはかっていただいたことに深く感謝いたします。この仕事の発案者である大阪大学核物理研究センターの酒井英行助教授には、実際の実験と解析に際して全面的な協力と多くの有益な助言をいただき、またセンターにおける種々の便宜をはかっていただいたことに深く感謝いたします。両氏のお力がなければこの研究は全く成し得なかったことと思います。

この仕事の初期の遂行者である広島大学の阪口篤志氏をはじめとして、共同実験者である足利工業大学の早川俊一郎教授、立教大学の本林透助教授、佐藤真一氏、京都教育大学の沖花彰助教授、東北大学の山屋堯氏、佐藤理氏、須田利美氏、竹下邦和氏、京都大学の羽鳥聡氏、清水裕彦氏、大阪大学核物理研究センターの松岡伸行氏、藤原守氏、野呂哲夫氏には、惜しめない協力と有益な助言をいただいたことを感謝いたします。

京都大学においては坂口治隆助教授、中村正信氏より物理に関する有益な議論をしていただき感謝しています。またDUMASとデータ収集システムの使用に際して、院生でありました與曾井優氏、家入正治氏、竹内陽一郎氏、外川浩章氏に協力いただいたことを感謝します。

核物理研究センターにおいては、実験に際して教官の方々、オペレータ、技官の方々のお世話になり、たいへん感謝しています。理論部の宮川和也氏には重陽子弾性分解反応の計算をしていただき、また私の計算に関する相談にのっていただいたことに感謝します。共同利用室においては、大阪大学教養部の下田正氏、宮武宇也氏、東京大学原子核研究所の池田伸夫氏をはじめとする方々に有益な議論と励ましをいただき、また日常적인お世話になったことを感謝します。



## 参考文献

- AAR80 : E.H.L.Aarts, A.M.van den Berg and R.J.de Meijer, Nucl. Instr. and Meth. 176 (1980) 605.
- ADA52 : R.K.Adair, Phys. Rev. 87 (1952) 1041.
- ANA81 : N.Anantaraman, G.M.Crawley, A.Galonsky, C.Djalali, N.Marty, M.Morlet, A.Willis and J.-C.Jourdain, Phys. Rev. Lett. 20 (1981) 1318.
- AUS71 : S.M.Austin, in The Two-Body Force in Nuclei, ed. S.M.Austin and G.M.Crawley ( Plenum, New York, 1971 ).
- BAD85 : A.M.Badalyan, T.I.Belova, N.B.Konyukhova and V.D.Efros, Yad. Fiz. 41 (1985) 1460 [ Sov. J. Nucl. Phys. 41 (1985) 926 ].
- BAU72 : G.Baur and D.Trautmann, Nucl. Phys. A191 (1972) 321.
- BAU76 : G.Baur and D.Trautmann, Phys. Rep. 25 (1976) 293.
- BAU83 : G.Baur, R.Shyam, F.Roesel and D.Trautmann, Phys. Rev. C28 (1983) 946.
- BEA82 : K.B.Beard, J.Kasagi, E.Kashy and B.H.Wildenthal, Phys. Rev. C26 (1982) 720.
- BEL86 : A.V.Belozyorov, C.Borcea, Z.Dlouhy, A.M.Kalinin, R.Kalpakchieva, Nguyen Hoai Chau, Yu.Ts.Oganessian and Yu.E.Penionzhkevich, Nucl. Phys. A460 (1986) 352.
- BER77 : G.Bertsch, J.Borysowicz, H.McManus and W.G.Love, Nucl. Phys. A284 (1977) 399.
- BER81 : G.F.Bertsch, Nucl. Phys. A354 (1981) 157c.
- BER81+ : F.E.Bertrand, E.E.Gross, D.J.Horen, J.R.Wu, J.Tinsley, D.K.McDaniels, L.W.Swenson and R.Liljestrang, Phys. Lett. 103B (1981) 326.
- BEV77 : J.J.Bevelacqua, Phys. Rev. C16 (1977) 1673.
- BIS70 : J.A.Bistirlich, K.M.Crowe, A.S.L.Parsons, P.Skarek, P.Truoel and C.Werntz, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 950.

- BOH70 : W.Bohne, M.Hagen, H.Homeyer, H.Lettau, K.H.Maier,  
H.Morgenstern and J.Scheer, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1028.
- BRA85 : F.P.Brady, ALP Conf. Proc. 124 (1985) 382.
- BRO87 : A.Brockstedt, Ph.D thesis, Lund Univ..
- BUG87 : D.V.Bugg and C.Wilkin, Nucl. Phys. A467 (1987) 575;  
C.Wilkin and D.V.Bugg, Phys. Lett. 154B (1985) 243.
- BUR72 : J.P.Burq, J.C.Cabrillat, M.Chemarin, B. Ille and G.Nicolai,  
Nucl. Phys. A179 (1972) 371.
- CEC79 : R.A.Cecil, B.D.Anderson and R.Madey, Nucl. and Instr. Meth.  
161 (1979) 439.
- COH67 : S.Cohen and D.Kurath, Nucl. Phys. A101 (1967) 1.
- COH69 : B.L.Cohen, E.C.May, T.M.O'Keefe and C.L.Fink, Phys. Rev. 179  
(1969) 962.
- COM78 : J.R.Comfort, Bound and Unbound Form Factors in DWUCK4,  
unpublished (1978).
- CRA82 : G.M.Crawley, N.Anantaraman, A.Galonsky, C.Djalali, N.Marty,  
M.Morlet, A.Willis, J.-C.Jourdain and P.Kitching,  
Phys. Rev. C26 (1982) 87.
- DAE80 : W.W.Daehnick, J.D.Childs and Z.Vrcelj, Phys. Rev. C21  
(1980) 2253.
- DRI80 : J.van Driel, R.Kamermans, R.J.de Meijer and A.E.L.Dieperink,  
Nucl. Phys. A342 (1980) 1;  
J.van Driel, Ph.D thesis, Gronningen.
- DUM83 : O.Dumbrajs, R.Koch, H.Pilkuhn, G.C.Oades, H.Behrens,  
J.J.de Swart and P.Kroll, Nucl. Phys. B216 (1983) 277.
- ELL87 : C.Ellegaard, C.Gaarde, T.S.Jorgensen, J.S.Larsen, C.Goodman,  
I.Bergqvist, A.Brockstedt, P.Ekstroem, M.Bedjidian, D.Contardo,  
J.Y.Grossiord, A.Guichard, D.Bachelier, J.l.Boyard, T.Hennino,  
J.C.Jourdain and M.Roy-Stephan, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 974.
- FIA73 : S.Fiarman and W.E.Meyerhof, Nucl. Phys. A206 (1973) 1.

- FRA85 : R.Franke, K.Kochskaemper, B.Steinheuer, K.Wingender,  
W.von Witsch and H.Machner, Nucl. Phys. A433 (1985) 351.
- FUR79 : H.Furutani, H.Horiuchi and R.Tamagaki, Prog. Theor. Phys. 62  
(1979) 981, and references therein.
- GAA83 : C.Gaarde, Nucl. Phys. A396 (1983) 127c.
- GAA84 : C.Gaarde, J.S.Larsen, H.Sagawa, N.Ohtsuka, J.Rapaport,  
T.N.Taddeucci, C.D.Goodman, C.C.Foster, C.A.Goulding,  
D.Horen, T.Masterson and E.Sugarbaker, Nucl. Phys. A422  
(1984) 189.
- GAR76 : D.I.Garber and R.R.Kinsey, Neutron Cross Sections Vo.II,  
National Neutron Cross Section Center, BNL 1976.
- GLA87 : C.Glashausser, K.Jones, F.T.Baker, L.Bimbot, H.Esbensen,  
R.W.Ferguson, A.Green, S.Nanda and R.D.Smith,  
Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 2404.
- GOL63 : R.Gold and C.Wong, Phys. Rev. 132 (1963) 2586.
- GOL76 : M.Golin, F.Petrovich and D.Robson, Phys. Lett. 64B (1979) 253.
- IGA77 : M.Igarashi, program TWOFNR, unpublished (1977).
- JAN76 : U.Janetzki, Q.K.K.Liu, D.Hahn, H.Homeyer and J.Scheer,  
Nucl. Phys. A267 (1976) 285.
- JOE86 : T.S.Joergensen, Thesis, Niels Bohr Institute.
- KAT80 : I.Katayama and H.Ogata, Nucl. Instr. and Meth. 174 (1980) 295.
- KAT85 : S.Kato, N.Matsuoka, T.Noro, T.Saito, H.Sakai, M.Nakamura,  
M.Yosoi, T.Ichihara, K.Hatanaka and H.Ogawa,  
Nucl. Instr. and Meth. A238 (1985) 453.
- KER59 : A.K.Kerman, H.McManus and R.M.Thaler, Ann. Phys. 8 (1959) 551.
- LAC81 : M.Lacombe, B.Leiseau, R.Vinhmau, J.Cote, P.Pires  
and R.de Turreil, Phys. Lett. 101B (1981) 139.
- LAN73 : J.Lang, L.Jarczyk and R.Muller, Nucl. Phys. A204 (1973) 97.
- LOV81 : W.G.Love and M.A.Franey, Phys. Rev. C24 (1981) 1073;  
M.A.Franey and W.G.Love, Phys. Rev. C31 (1985) 488.

- MAD66 : V.A.Madsen, Nucl. Phys. 80 (1966) 177.
- MAT80 : N.Matsuoka, M.Kondo, A.Shimizu, T.Saito, S.Nagamachi,  
H.Sakaguchi, A.Goto and F.Ohtani, Nucl. Phys. A345 (1980) 1.
- MAT82 : N.Matsuoka, K.Hatanaka, T.Saito, T.Itahashi, K.Hosono,  
A.Shimizu, M.Kondo, F.Ohtani and O.Cynshi,  
Nucl. Phys. A391 (1982) 357.
- MAT83 : N.Matsuoka, K.Hatanaka, T.Saito, T.Itahashi, K.Hosono,  
A.Shimizu, M.Kondo, F.Ohtani and O.Cynshi, Proc. int. symp. on  
highly excited states and nuclear structure, Orsay, 1983,  
ed. by N.Marty and N.van Giai.
- MAT86 : N.Matsuoka, H.Sakai, T.Saito, K.Hosono, M.Kondo, H.Ito,  
K.Hatanaka, T.Ichihara, A.Okihana, K.Imai and K.Nisimura,  
Nucl. Phys. A455 (1986) 413.
- MEY79 : T.C.Meyer, Nucl. Phys. A324 (1979) 335.
- MIG55 : A.B.Migdal, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 23 (1955) 3  
[ Sov. Phys. - JETP 1 (1955) 2 ].
- MIL75 : D.J.Millener and D.Kurath, Nucl. Phys. A255 (1975) 315.
- MIL86 : D.Miljanic, S.Blagus and M.Zadro, Phys. Rev. C33 (1986) 2204.
- MIN69 : R.C.Minehart, L.Coulson, W.F.Grubb III and K.Ziock,  
Phys. Rev. 177 (1969) 1455.
- MIY88 : K.Miyagawa, private communications.
- MOR58 : M.J.Moravcsik, Nucl. Phys. 7 (1958) 113.
- MOR69 : L.W.Morrow and W.Haeberli, Nucl. Phys. A126 (1969) 225.
- MOS82 : J.M.Moss, Phys. Rev. C26 (1982) 727.
- MOT86 : T.Motobayashi, H.Sakai, N.Matsuoka, T.Saito, K.Hosono,  
A.Okihana, M.Ishihara, S.Shimoura and A.Sakaguchi,  
Phys. Rev. C34 (1986) 2365.
- MOT88a : T.Motobayashi, S.Satoh, H.Murakami, H.Sakai, N.Matsuoka,  
T.Saito, T.Noro, K.Hosono, A.Okihana, M.Ishihara, H.Okamura  
and S.Hatori, Nucl. Phys. A481 (1988) 207.

- MOT88b : T.Motobayashi, S.Satoh, H.Sakai, N.Matsuoka,  
T.Saito, T.Noro, K.Hosono, A.Okihara, M.Ishihara, H.Okamura  
and S.Hatori, J. Phys. G14 (1988) L137.
- MOT88c : T.Motobayashi, S.Satoh, H.Murakami, H.Sakai and M.Ishihara,  
Nucl. Instr. and Meth. A271 (1988) 491.
- MUL51 : C.J.Mullin and E.Guth, Phys. Rev. 82 (1951) 141.
- MUT85 : K.Muto, private communication.
- NAN83 : S.K.Nanda, C.Glashausser, K.W.Jones, J.A.McGill, T.A.Carey,  
J.B.McClelland, J.M.Moss, S.J.Seestrom-Morris, H.Ohnuma,  
M.Franey, M.Gazzaly and N.Hints, Phys. Rev. Lett. 51  
(1983) 1526.
- NAN87 : S.K.Nanda, M.Gazzaly, C.Glashausser, J.McGill, K.W.Jones,  
T.A.Carey, L.B.Rees and H.Ohnuma, Phys. Lett. 188B (1987) 177.
- NIS85 : K.Nisimura, H.Shimizu, K.Imai, T.Ichihara, N.Matsuoka,  
K.Hatanaka, H.Sakai, T.Saito, K.Hosono, M.Kondo, and A.Okihara,  
Nucl. Phys. A432 (1985) 378.
- NOR86 : T.Noro, T.Takayama, H.Ikegami, M.Nakamura, H.Sakaguchi,  
H.Sakamoto, H.Ogawa, M.Yosoi, T.Ichihara, N.Isshiki, M.Ieiri,  
Y.Takeuchi, H.Togawa, T.Tsutsumi and S.Kobayashi,  
J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. 55 (1986) 470.
- NOU83 : M.Noumachi, Event by event mode data taking program with  
CAMAC-MBD11-PDP11/44 system, unpublished (1983).
- OHG86 : H.Ohgaki, S.Imabeppu, K.Urase, Y.Fujita, H.Maesako, S.Higuma,  
H.Kametani, H.Ijiri, M.Matoba, T.Sakae and N.Koori,  
IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-33 (1986) 141.
- OHL65 : G.G.Ohlsen, Nucl. Instr. and Meth. 37 (1965) 240.
- OHL73 : G.G.Ohlsen and P.W.Keaton, Jr., Nucl. Instr. and Meth. 109  
(1973) 41.
- PHI65 : R.J.N.Phillips, Nucl. Phys. 53 (1964) 650.
- REI68 : R.Reid, Ann. of Phys. 50 (1968) 411.

- RYB72 : F. Rybicki and N. Austern, Phys. Rev. C6 (1972) 1525.
- SAK86 : A. Sakaguchi, K. Nagatani, M. Torikoshi, S. I. Hayakawa,  
T. Motobayashi, O. Satoh, T. Yamaya, M. Fujiwara, N. Matsuoka,  
H. Sakai, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 1112;  
A. Sakaguchi, Ph.D. thesis, Kyoto Univ.
- SAK86+ : H. Sakai, T. Ichihara, M. Ieiri, K. Imai, N. Matsuoka,  
T. Motobayashi, T. Noro, T. Saito, A. Sakaguchi, A. Shimizu  
and Y. Takeuchi, J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. 55 (1986) 624.
- SEN81 : U. Sennhauser, L. Felawka, T. Kozlowski, H. K. Walter,  
F. W. Schlepuetz, R. Engfer, E. A. Hermes, P. Heusi, H. P. Isaak,  
H. S. Pruys, A. Zglinski and W. H. A. Hesselink,  
Phys. Lett. 103B (1981) 409.
- SIM74 : M. Simonius, Polarization Nuclear Physics, in Lecture Notes  
in Physics 30, ed. D. Fick ( Springer, 1974 ), p. 38.
- SPE74 : P. Sperr, H. Spieler, M. R. Maier and D. Evers,  
Nucl. Instr. and Meth. 116 (1974) 55.
- STA79 : D. P. Stahel, R. Jahn, G. J. Wozniak and J. Cerny, Phys. Rev. C20  
(1979) 1680.
- SUZ84 : T. Suzuki, in 'Progress in Particle and Nuclear Physics',  
Vol. 11, ed. D. H. Wilkinson, ( Pergamon, 1984 ), p. 597.
- TAK86 : Y. Takeuchi and H. Togawa, private communication;  
H. Togawa, H. Sakaguchi, M. Nakamura, M. Yosoi, M. Ieiri,  
Y. Takeuchi, T. Nakano, S. Hirata, M. Iwaki, O. Kamigaito,  
H. M. Shimizu, T. Noro and S. Kobayashi,  
RCNP annual report 1986, p. 202
- TOM65 : T. A. Tombrello, Phys. Rev. 138 (1965) B40.
- TOM66 : T. A. Tombrello, Phys. Rev. 143 (1966) 772.
- VIN70 : C. M. Vincent and H. T. Fortune, Phys. Rev. C2 (1970) 782.
- WAT52 : K. M. Watson, Phys. Rev. 88 (1952) 1163.
- WEI77 : R. B. Weisenmiller, N. A. Jelley, D. Ashery, K. H. Wilcox,

- G. J. Wozniak, M. S. Zisman and J. Cerny,  
Nucl. Phys. A280 (1977) 217.
- WEI78 : W. G. Weitkamp, W. Gruebler, V. Koenig, P. A. Schmelzbach, R. Risler  
and B. Jenny, Nucl. Phys. A311 (1978) 29.
- WER68 : C. Werntz and W. E. Meyerhof, Nucl. Phys. A121 (1968) 38.
- WIL79 : M. E. Williams-Norton, F. Petrovich, K. W. Kemper, R. J. Puigh,  
D. Stanley and A. F. Zeller, Nucl. Phys. A313 (1979) 477.
- YAH84 : M. Yahiro, Y. Iseri, M. Kamimura and M. Nakano, Phys. Lett. 141B  
(1984) 19.
- YU66 : D. U. L. Yu and W. E. Meyerhof, Nucl. Phys. 80 (1966) 481.

## 表の説明

表 2-1 核物理研究センターの原子ビーム型偏極イオン源から供給される重陽子ビームの 4 つの偏極度のセット。R F 遷移効率  $e_1$ ,  $e_2$ ,  $e_3$  は、実際の実験ではいずれも 0.8 程度である。

表 3-1  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$  反応の DWBA 計算に用いた光学ポテンシャルの始状態と終状態に対する値。ただし、終状態に関しては反応 Q 値を考慮に入れて、対応する実験室系の重陽子エネルギーが E として使われた。

表 3-2  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$  反応の DWBA 計算に用いた分光学的因子のそれぞれの遷移に対する値。

表 5-1 Factored Wave Function Method による計算で用いた  $^4\text{H}$  と  $^4\text{Li}$  の共鳴エネルギーと換算幅。



Table 2-1

Mode	$p_z$	$p_{zz}$
1	$\frac{1}{2}(e_2 + e_3)$	$e_2 - e_3$
2	$-\frac{2}{3}e_1$	0
3	$\frac{1}{3}e_2$	$e_2$
4	$\frac{1}{3}e_3$	$-e_3$

$e_1, e_2$  and  $e_3$  are the transition efficiencies.

Table 3-1

	Incident-Channel <sup>a)</sup>	Exit-Channel <sup>b)</sup>
$V_R$ (MeV)	79.79	$88.5 - 0.26E + 0.88ZA^{-1/3}$
$r_R$ (fm)	1.12	1.17
$a_R$ (fm)	0.742	$0.709 + 0.0017E$
$W_V$ (MeV)	0.0	$(12.2 + 0.026E)(1 - e^\beta)$
$W_D$ (MeV)	11.55	$(12.2 + 0.026E)e^\beta$
$r_I$ (fm)	1.23	1.325
$a_I$ (fm)	0.666	$0.53 + 0.07A^{1/3}$
$V_{LS}$ (MeV)	4.189	c)
$r_{LS}$ (fm)	0.745	c)
$a_{LS}$ (fm)	0.463	c)
$r_C$ (fm)	1.3	1.3

<sup>a)</sup> Ref. MAT86.

<sup>b)</sup> Ref. DAE80.

<sup>c)</sup> The same values as the incident-channel were used.

$E$  is the deuteron lab. energy.  $A$  and  $Z$  are the mass number and the atomic number of the target nucleus, respectively.  $\beta = -(E/100)^2$ .

Table 3-2

Positive parity transitions <sup>a)</sup>					
$J_f^\pi$	$E_x$ (MeV)	$0p_{3/2}$ $\rightarrow 0p_{3/2}$	$0p_{3/2}$ $\rightarrow 0p_{1/2}$	$0p_{1/2}$ $\rightarrow 0p_{3/2}$	$0p_{1/2}$ $\rightarrow 0p_{1/2}$
$1^+$	15.1	0.0476	0.3987	0.1888	0.4233
$2^+$	16.1	0.0275	0.3974	-0.0650	

Negative parity transitions <sup>b)</sup>							
$J_f^\pi$	$E_x$ (MeV)	$0p_{3/2}$ $\rightarrow 1s_{1/2}$	$0p_{3/2}$ $\rightarrow 0d_{5/2}$	$0p_{3/2}$ $\rightarrow 0d_{3/2}$	$0p_{1/2}$ $\rightarrow 1s_{1/2}$	$0p_{1/2}$ $\rightarrow 0d_{5/2}$	$0p_{1/2}$ $\rightarrow 0d_{3/2}$
$2^-$	19.4	0.4298	-0.1639	-0.0089		-0.0181	0.0125
$4^-$	19.5		0.4693				
$1^-$	23.0	0.1454	0.1949	0.0512	0.0809		-0.0882

<sup>a)</sup>Ref. COH65.

<sup>b)</sup>Ref. MIL75.

Table 5-1

Channel spin $S$	Angular momentum $J^\pi$	${}^4\text{H}^a)$		${}^4\text{Li}^b)$	
		Resonance energy (c.m.)	Reduced width	Resonance energy (c.m.)	Reduced width
		$E_R(\text{MeV})$	$\gamma^2(\text{MeV})$	$E_R(\text{MeV})$	$\gamma^2(\text{MeV})$
1	$2^-$	3.4	5.5	4.74	5.5
1	$1^-$	5.1	5.5	6.15	5.5
1	$0^-$			7.94	3.3
0	$1^-$			9.79	8.8

<sup>a)</sup>Ref. TOM66.

<sup>b)</sup>Ref. TOM65.

The interaction radius was taken to be 4.0 fm.

## 図の説明

- 図 1-1 Migdal-Watson 近似に基づく、陽子-中性子対の $^1S_0$ と $^3S_1$ 状態および陽子-陽子対の $^1S_0$ 状態に関する状態密度関数の、核子間相対エネルギーに対する依存性。
- 図 2-1 大阪大学核物理研究センターのビームコースの概要。
- 図 2-2  $(d, d)$  反応の有限角度の測定に用いられた装置の概略図 (F コース)。
- 図 2-3  $(d, d)$  反応および重陽子弾性分解反応の $0^\circ$ の測定に用いられた装置およびスペクトログラフ DUMAS の概略図 (B コース)。SSD カウンタ=テレスコープの位置が第二焦点に対応する。
- 図 2-4 ドリフト型単芯比例計数管 (SWDC) の概念図。電子がアノードワイヤへ達する等ドリフト時間線が示されている。
- 図 2-5  $^4\text{He} (d, ^2\text{He}) ^4\text{H}$  反応の測定に用いられた装置の概略図 (E コース)。
- 図 2-6 飛跡追尾に用いた SWDC の構造図。上下は鏡映対称に作られており、4 セルが一体に納められている。
- 図 3-1 56 MeV での $^{12}\text{C} (d, p n)$  反応によって $35^\circ$ に放出された陽子と中性子のエネルギーに関する 2 次元ヒストグラム。陽子と中性子の運動量ベクトルの相対角度が $0^\circ$ と仮定したときの相対エネルギー ( $\varepsilon_{pn}$ ) と、 $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーが示されている。
- 図 3-2 56 MeV での $^{12}\text{C} (d, p n)$  反応によって $35^\circ$ に放出され、相対エネルギーが 0-3 MeV 以下である陽子-中性子対のエネルギーの和 ( $E_p + E_n$ ) のヒストグラム。対応する $^{12}\text{C}$  の励起エネルギーと、いくつかの既に知られている状態のスピン-パリティが示されている。
- 図 3-3 重陽子分解反応の記述に用いられた座標系。
- 図 3-4 Migdal-Watson 近似に基づき実際の検出器の立体角と運動学的条件を考慮して予想された、 $^1S_0$ と $^3S_1$ 状態の陽子-中性子対に対する陽子エネルギースペクトル。
- 図 3-5 56 MeV での $^{12}\text{C} (d, p n)$  反応で得られた、励起エネルギー 1

9.4 MeV の  $2^{-4}$  ダブルレット状態 (a) と基底状態の  $0^{+}$  (b) に対する陽子エネルギースペクトル (黒丸)。実線はそれぞれ  $^1S_0$  と  $^3S_1$  状態を仮定して Migdal-Watson 近似から予想されたスペクトルによるフィット。

図 3-6 (a) 5.6 MeV での  $^{12}\text{C} (d, p n)$  反応について、質量中心が  $15 \text{ msr}$  を通過するシングレット重陽子の相対エネルギー分布 (実線) に対して、実際の装置によって検出される効率 (斜線部) を求めたモンテカルロ計算の結果。

(b) (a) と同様の計算を 5.5 MeV での  $^{12}\text{C} (d, ^2\text{He})$  反応について Stahl 等 (STA 79) の用いた実験条件で行い、 $63 \text{ msr}$  の立体角 (実線) に規格化したもの。

図 3-7 Fold 模型 (3.2.2) によって求められた 5.6 MeV のシングレット重陽子に対する光学ポテンシャルの、実体積部分をフェルミ型でフィットして得られた各パラメータの相対エネルギー依存性。

図 3-8 (3.1.5) の積分を実行して得られた  $\bar{V}$  の各相対エネルギーにおける  $r_{d-pn}$  依存性、および積分に用いた  $M3Y$  のスピン-荷電スピン依存中心力の  $r$  依存性 (ただし単位は MeV)。

図 3-9 DWBA 計算によって得られた微分断面積の、各散乱角度における相対エネルギー依存性と、Migdal-Watson 近似による相対エネルギー依存性との比較。

図 3-10 5.6 MeV での  $^{12}\text{C} (d, d) ^{12}\text{C}$  反応の微分断面積の角度分布の実験点 (黒丸) と DWBA 計算の結果 (曲線)。詳細は本文参照。

図 3-11 5.6 MeV での  $^{12}\text{C} (d, d) ^{12}\text{C}$  反応のベクトル偏極分解能の角度分布の実験点 (黒丸) と DWBA 計算の結果 (曲線)。詳細は本文参照。

図 3-12 7.0 MeV での  $^{58}\text{Ni} (d, p n)$  反応で  $15^\circ$  に放出された陽子-中性子対の、エネルギーの和 ( $E_p + E_n$ ) のスペクトル (a)、および  $E_p + E_n$  が 4.7 MeV 以上 5.3 MeV 未満の陽子-中性子対に対する陽子エネルギースペクトル (黒丸) と Migdal-Watson 近似から予想されたスペクトルによるフィット (実線) (b)。

- 図 3-13 70 MeV での  $^{58}\text{Ni}(\text{d}, \text{pn})$  反応で  $45^\circ$  に放出された陽子と中性子のエネルギーに関する 2 次元スペクトル。
- 図 3-14 70 MeV での  $^{58}\text{Ni}(\text{d}, \text{pn})$  反応で  $45^\circ$  に放出され、相対エネルギーが 0-3 MeV 以下である陽子-中性子対のエネルギーの和 ( $E_p + E_n$ ) のヒストグラムと、対応する 5 MeV 毎のベクトル偏極分解能。
- 図 3-15 70 MeV での  $^{58}\text{Ni}(\text{d}, \text{pn})$  反応で  $0^\circ$  に放出された陽子-中性子対のエネルギーの和 ( $E_p + E_n$ ) のヒストグラム。斜線で塗りつぶしてあるのは同じスペクトルを  $1/100$  倍して示したもの。
- 図 4-1 56 MeV での  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{pn})$   $^{12}\text{C}_{\text{gnd}}$  反応で陽子-中性子対が  $0^\circ$  に放出される過程の実験室系での三階微分断面積の陽子エネルギー依存性。対応する相対エネルギーが示されている。スペクトログラフの磁場セット、ターゲットの厚さ等が異なる実験条件で取得されたデータは、異なるシンボルで示されている。破線は  $^3\text{S}_1$  状態に対する Migdal-Watson 近似による予想。
- 図 4-2 56 MeV での  $^{90}\text{Zr}(\text{d}, \text{pn})$   $^{90}\text{Zr}_{\text{gnd}}$  反応で陽子-中性子対が  $0^\circ$  に放出される過程の実験室系での三階微分断面積の陽子エネルギー依存性。異なるスペクトログラフの磁場セットで取得されたデータは、異なるシンボルで示されている。
- 図 4-3 56 MeV での  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{pX})$  反応で陽子が  $0^\circ$  に放出される過程の実験室系での包括的な二階微分断面積の陽子エネルギー依存性。スペクトログラフの磁場セット、ターゲットの厚さ等が異なる実験条件で取得されたデータは、異なるシンボルで示されている。矢印は入射重陽子の  $1/2$  の運動量に対応する陽子エネルギーを示しており、スペクトルが高い陽子エネルギー側にシフトしていることがわかる。
- 図 4-4 56 MeV での  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{pn})$   $^{12}\text{C}_{\text{gnd}}$  反応で陽子-中性子対が相対角度  $0^\circ$  で放出される過程の実験室系での二階微分断面積の角度分布と、ベクトル偏極分解能 (黒丸点線)。実線と破線は、それぞれ純クーロン分解過程を仮定して *prior-form* と *post-form* の DWBA 計算から予想された角度分布。

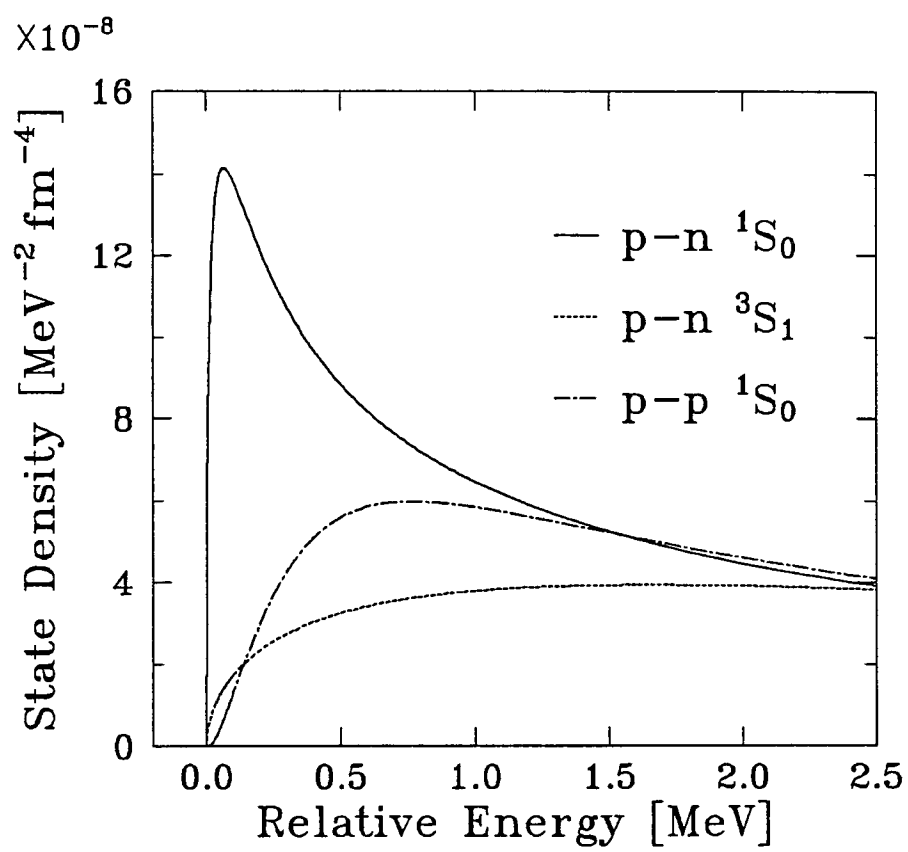
- 図 4-5 56 MeVでの重陽子弾性分解反応に対して、平面波衝撃近似によって予想された陽子エネルギースペクトルの $0^\circ$ 、 $7.5^\circ$  および $15^\circ$ における相対値を、終状態相互作用振幅(FSI)と準弾性散乱振幅(QFS)およびそれらの和(TOTAL)に関してそれぞれ破線、点線、実線で示したもの。ただしスペクトルは実際の検出器の立体角で平均されている。
- 図 4-6  $0^\circ$ での測定条件で、位相空間因子による重みを付けて検出器の立体角に関して平均した運動量移行( $q$ )と相対運動量( $k_{pn}$ )を、陽子エネルギーの関数として表したもの。
- 図 4-7 宮川(MIY88)の計算における一回散乱と二回散乱振幅のダイアグラム。 $t_{np}$ と $t_{cn}$ はそれぞれ陽子-中性子および $^{12}\text{C}$ -核子間の散乱行列要素を表す。 $t_{cn}$ は核子- $^{12}\text{C}$ の光学ポテンシャルを再現するように位相差が決められ、計算された。
- 図 4-8 純クーロン分解過程を仮定してprior-form(実線)とpost-form(破線)のDWBA計算から予想された56 MeVでの $^{12}\text{C}(d, pn)^{12}\text{C}_{\text{gnd}}$ 反応の三階微分断面積の $0^\circ$ での陽子エネルギー依存性と実験結果(白丸)との比較。
- 図 4-9 純クーロン分解過程を仮定してprior-form(実線)とpost-form(破線)のDWBA計算から予想された56 MeVでの $^{90}\text{Zr}(d, pn)^{90}\text{Zr}_{\text{gnd}}$ 反応の三階微分断面積の $0^\circ$ での陽子エネルギー依存性と実験結果(シンボル)との比較。
- 図 4-10 陽子-中性子対が $0^\circ$ に放出される、56 MeVでの重陽子弾性分解反応の二階微分断面積のターゲットの原子番号( $Z$ )依存性。黒丸は $^{12}\text{C}$ と $^{90}\text{Zr}$ に対する実験結果、実線および破線はprior-formおよびpost-formのDWBA計算による予想。
- 図 5-1 70 MeVでの $^4\text{He}(d, ^2\text{He})$ 反応の $12.5^\circ$ のQ値スペクトル(a)と、対応するベクトル偏極分解能 $A_y$ (b)およびテンソル偏極分解能 $A_{yy}$ (c)。
- 図 5-2  $^4\text{He}(d, pp)n$ 反応の計算に用いた座標系。
- 図 5-3 70 MeVでの $^4\text{He}(d, ^2\text{He})^4\text{H}$ 反応で、Q値が $-27 \sim -22$

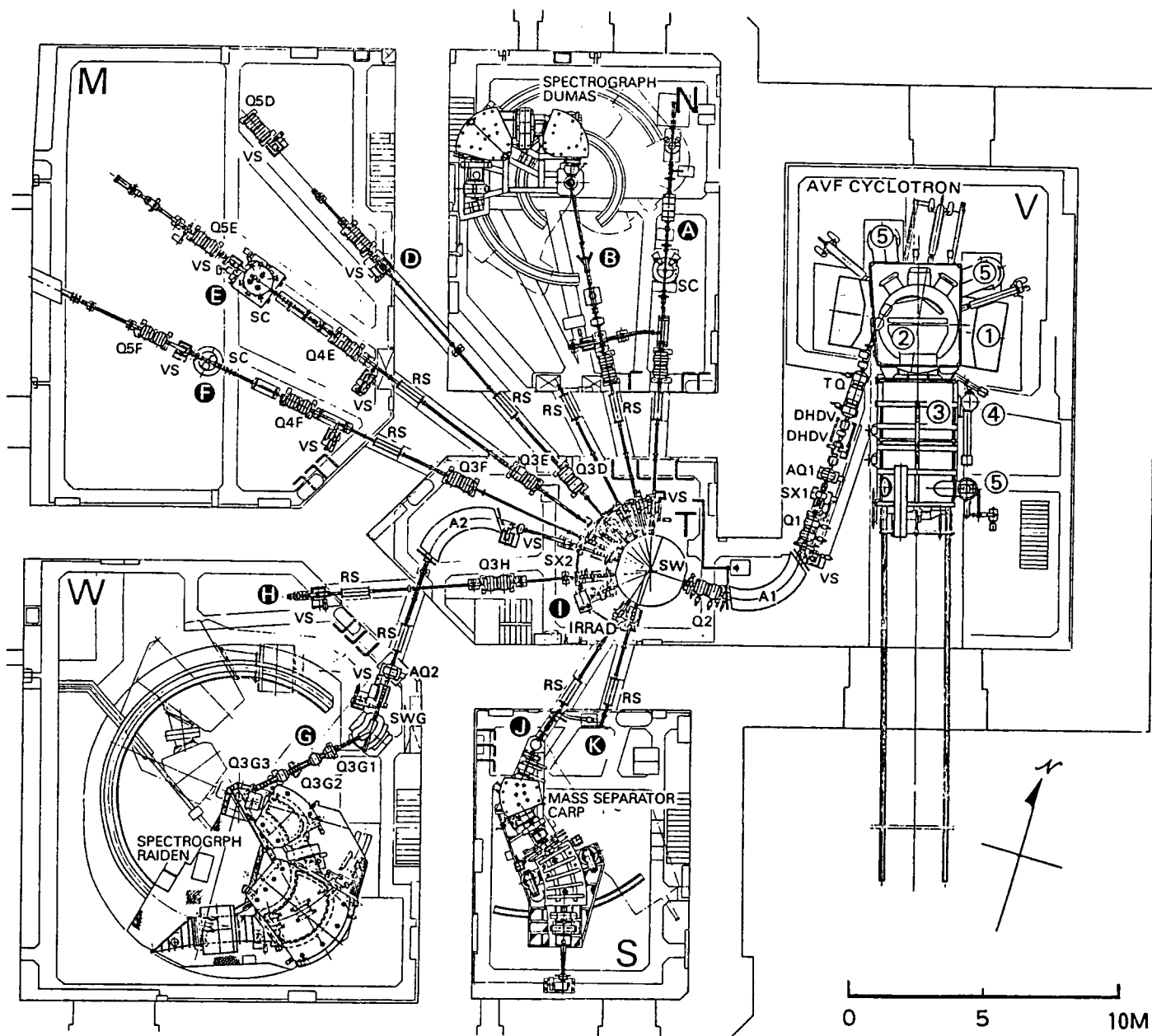


MeVのYieldを積分して得られたベクトル偏極分解能 $A_y$ とテンソル偏極分解能 $A_{yy}$ の角度分布。斜線で示したのはDWBA計算による $2^-$ 、 $1^-$ および $0^-$ のスピン-パリティ状態に対する予想。

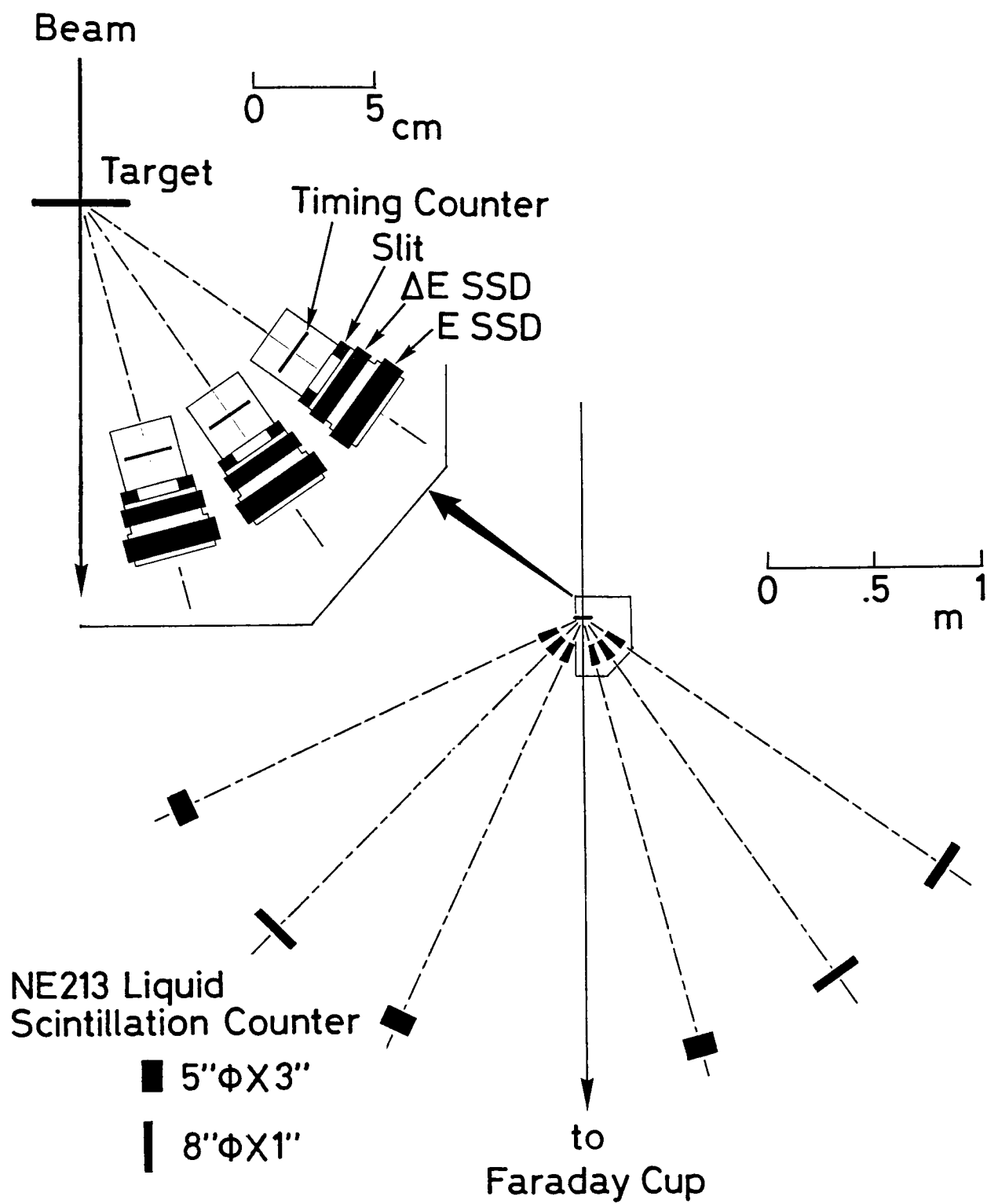
図5-4 Factored Wave Function Method に基づいて $2^-$ 、 $1^-$ および $0^-$ に関して計算された、70 MeVでの $^4\text{He} (d, ^2\text{He}) ^4\text{H}$ 反応の $125^\circ$ のQ値スペクトル。

図5-5 Factored Wave Function Method によるスペクトルを用いた実験結果のフィット。(a)  $2^-$ 、 $1^-$ および位相空間分布(PS)のみを仮定した場合と、(b)  $2^-$ と $0^-$ のみを仮定した場合。

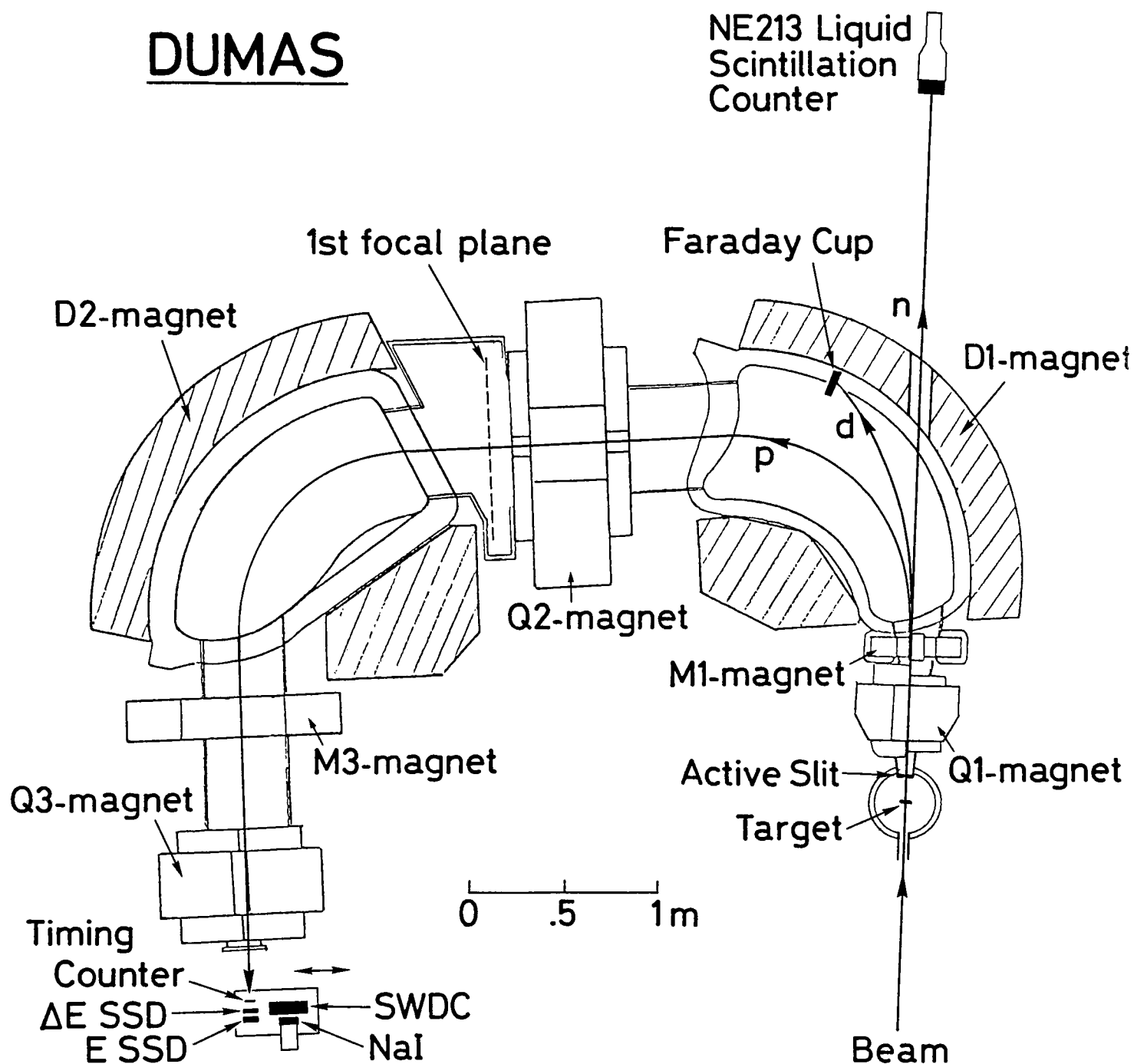


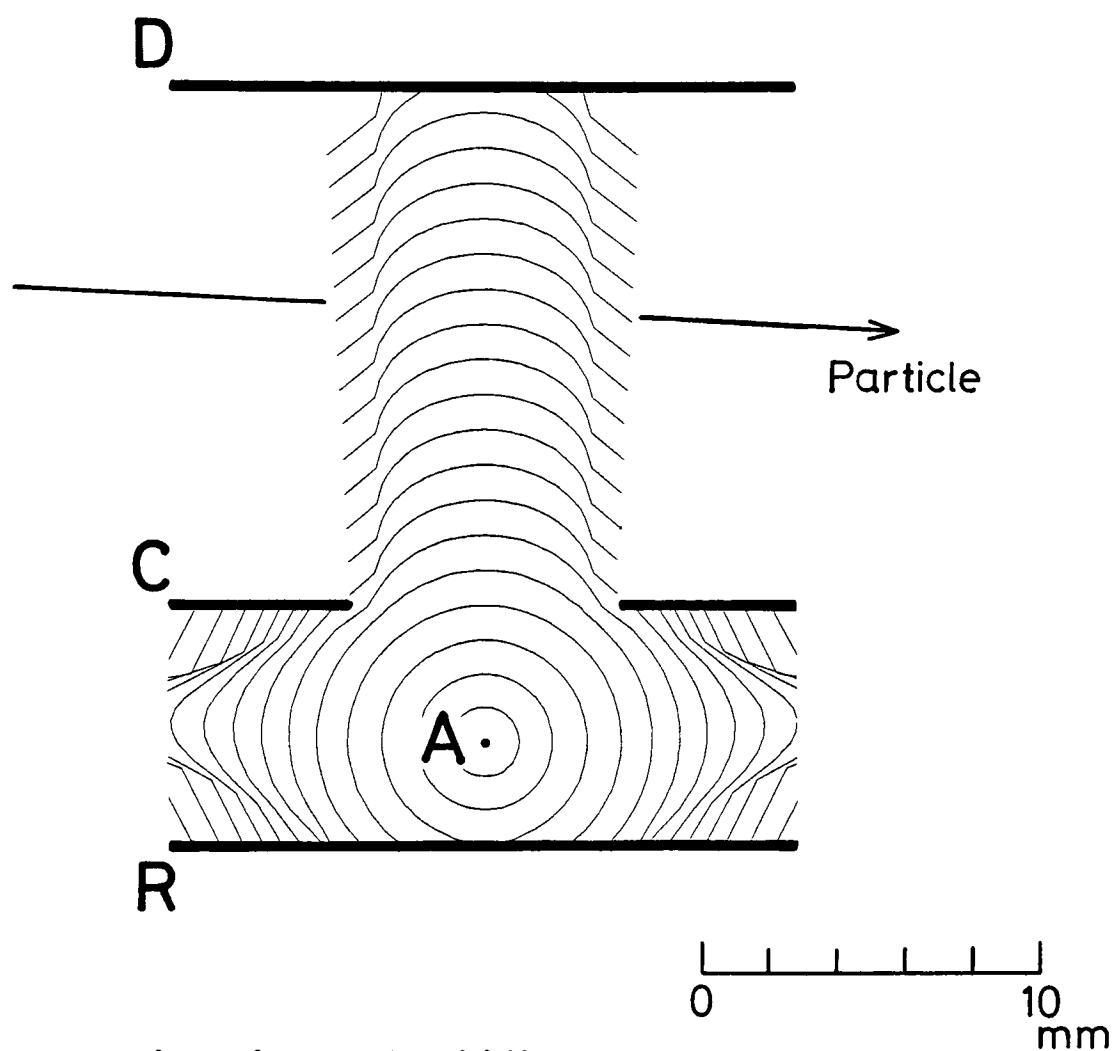


2-1



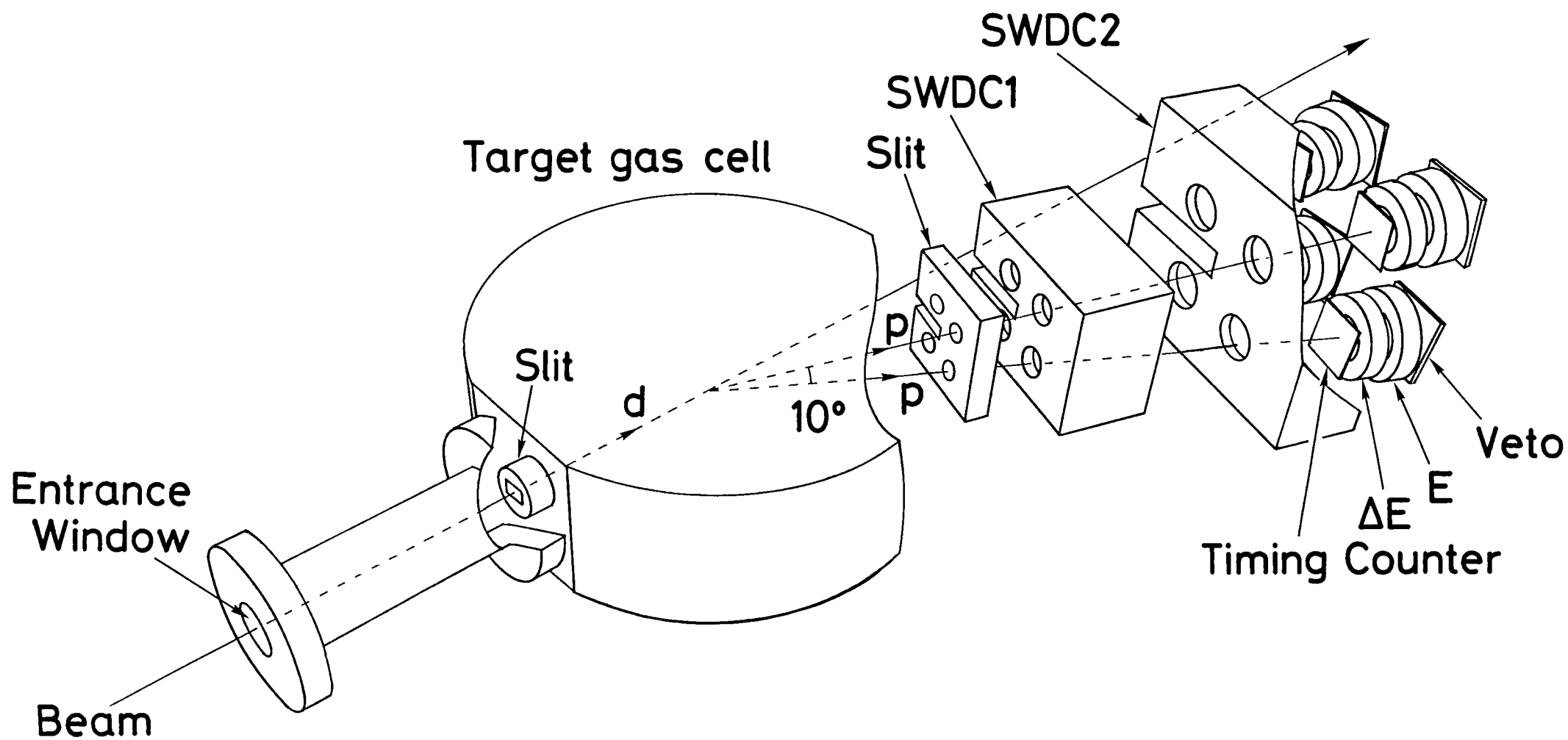
# DUMAS





- A Anode Wire
- D Drift Plate
- C Cathode Plate
- R Resistive Cathode Plate

图 2-4



2-5

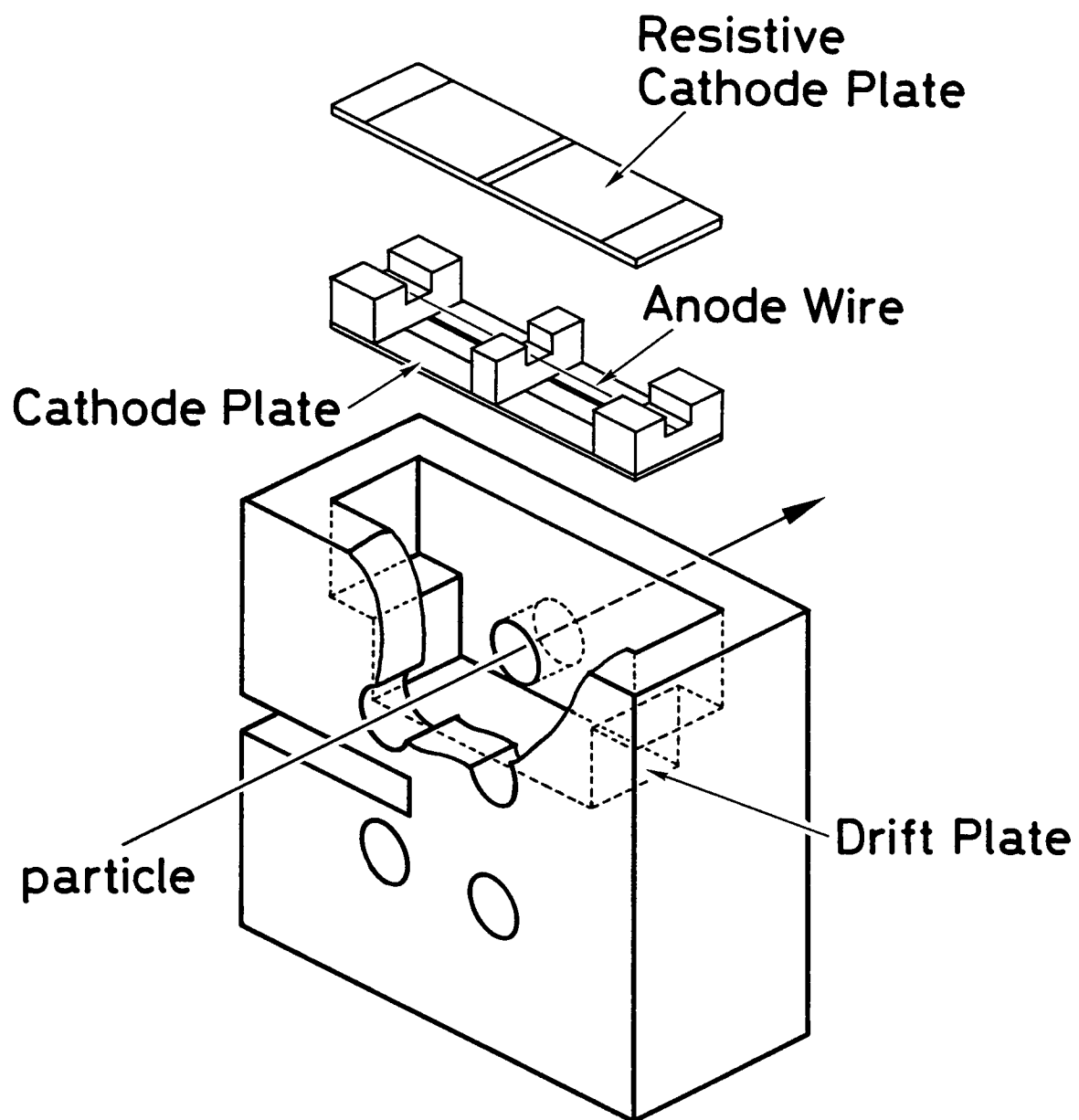
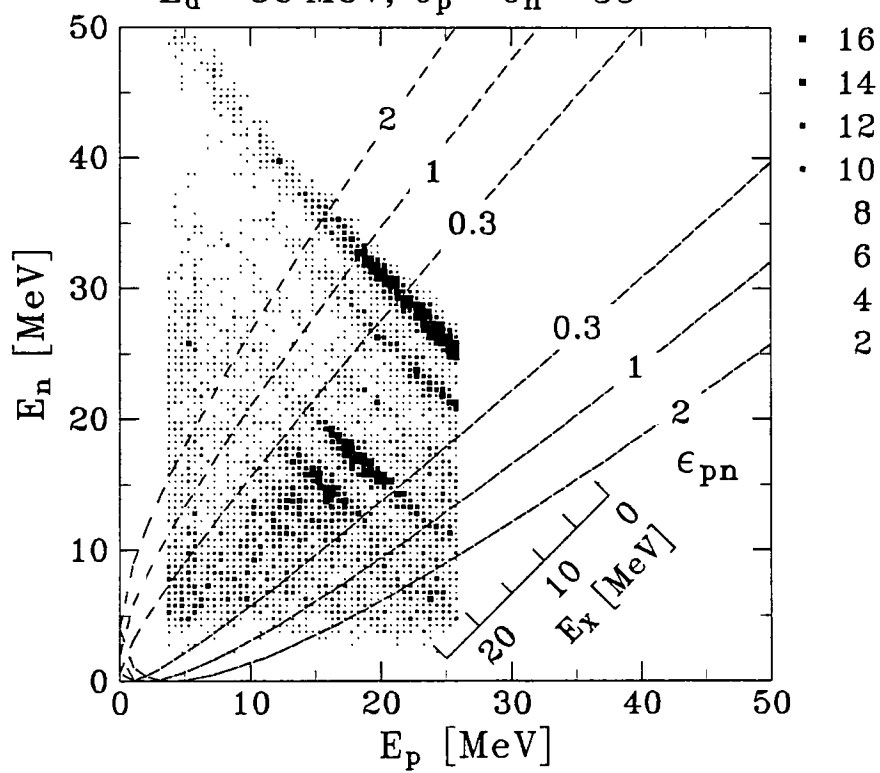


图 2-6



$^{12}\text{C}(\vec{d},pn)^{12}\text{C}$

$E_d = 56 \text{ MeV}, \theta_p^L = \theta_n^L = 35^\circ$



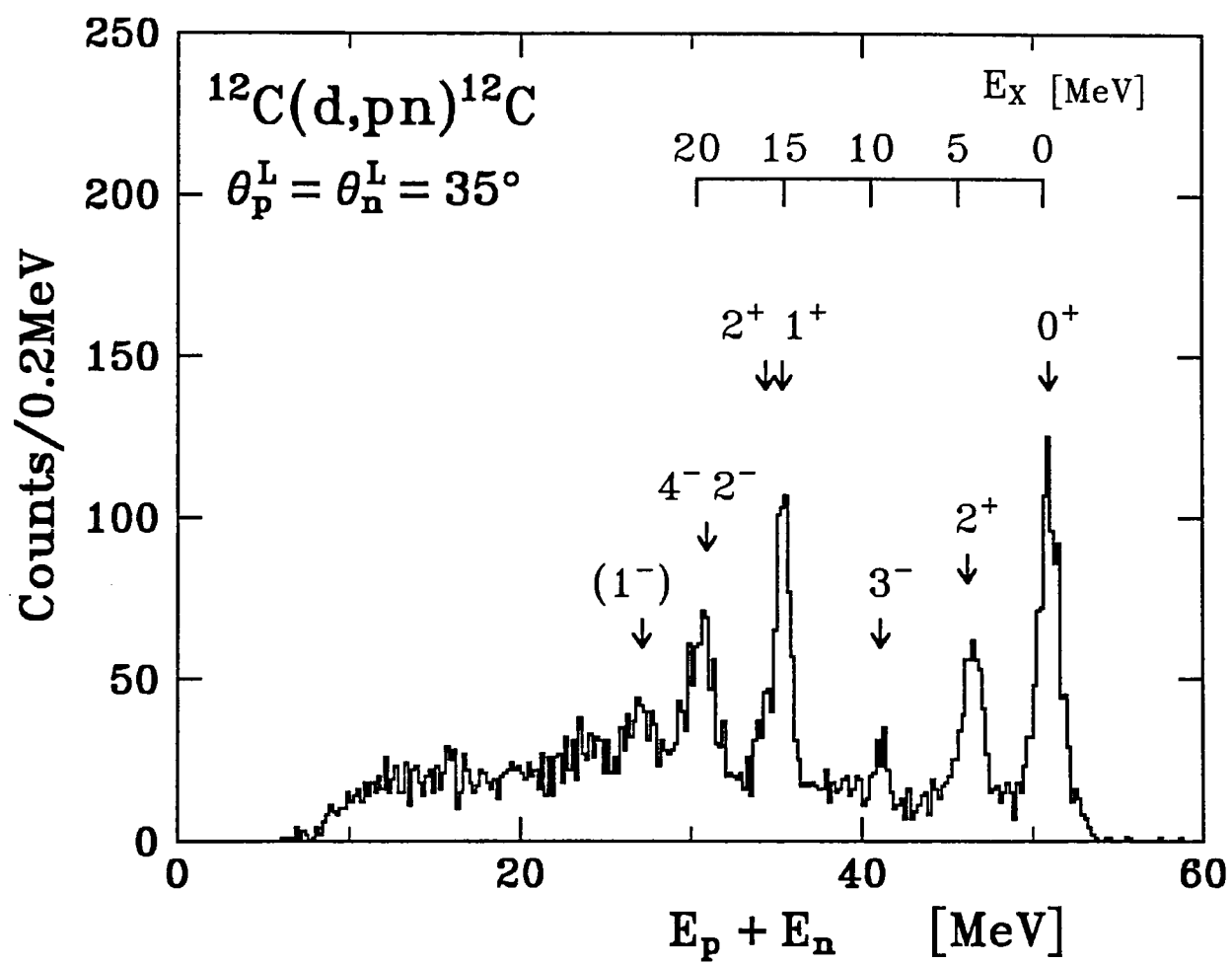


图 3 - 2

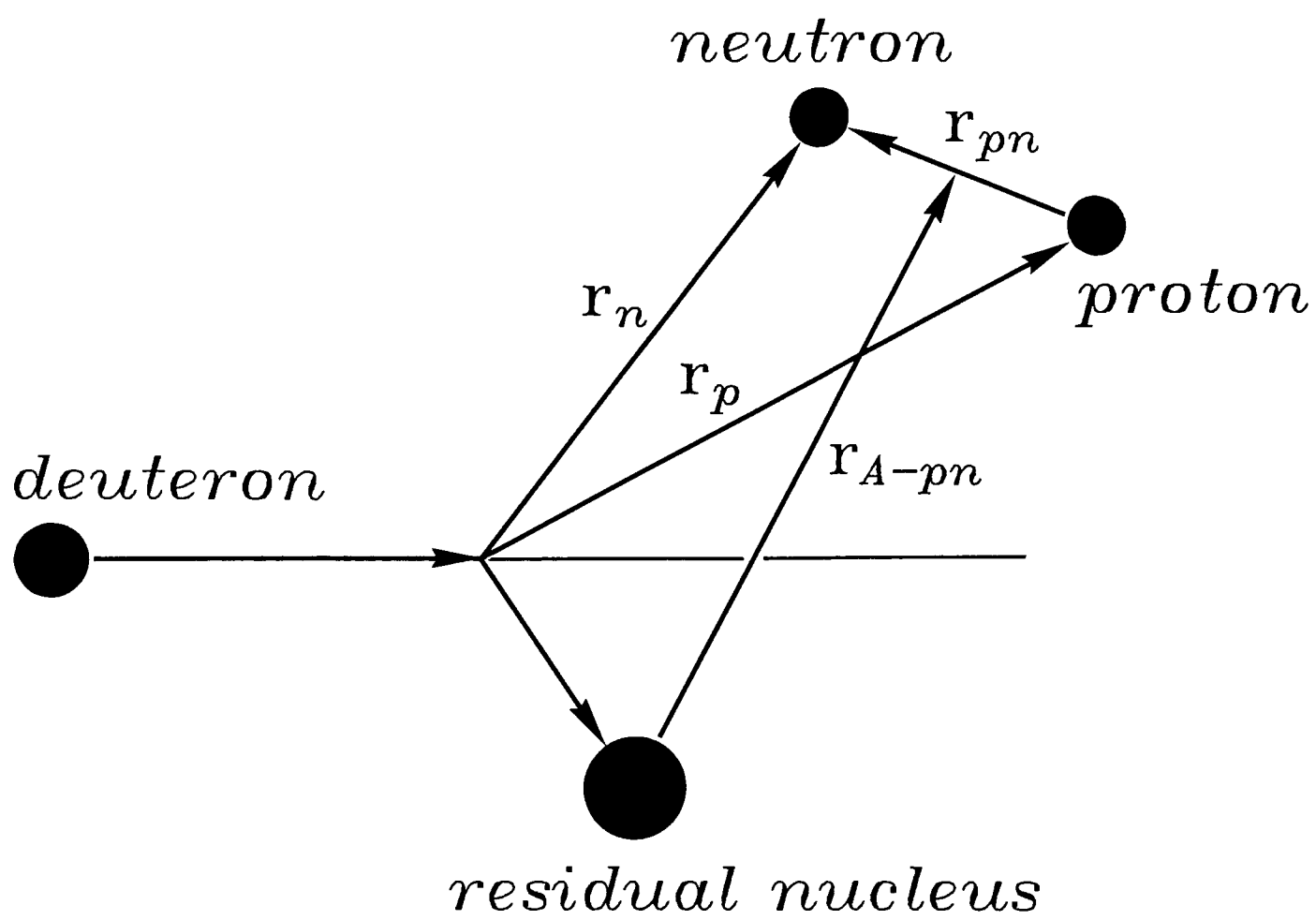


图 3-3

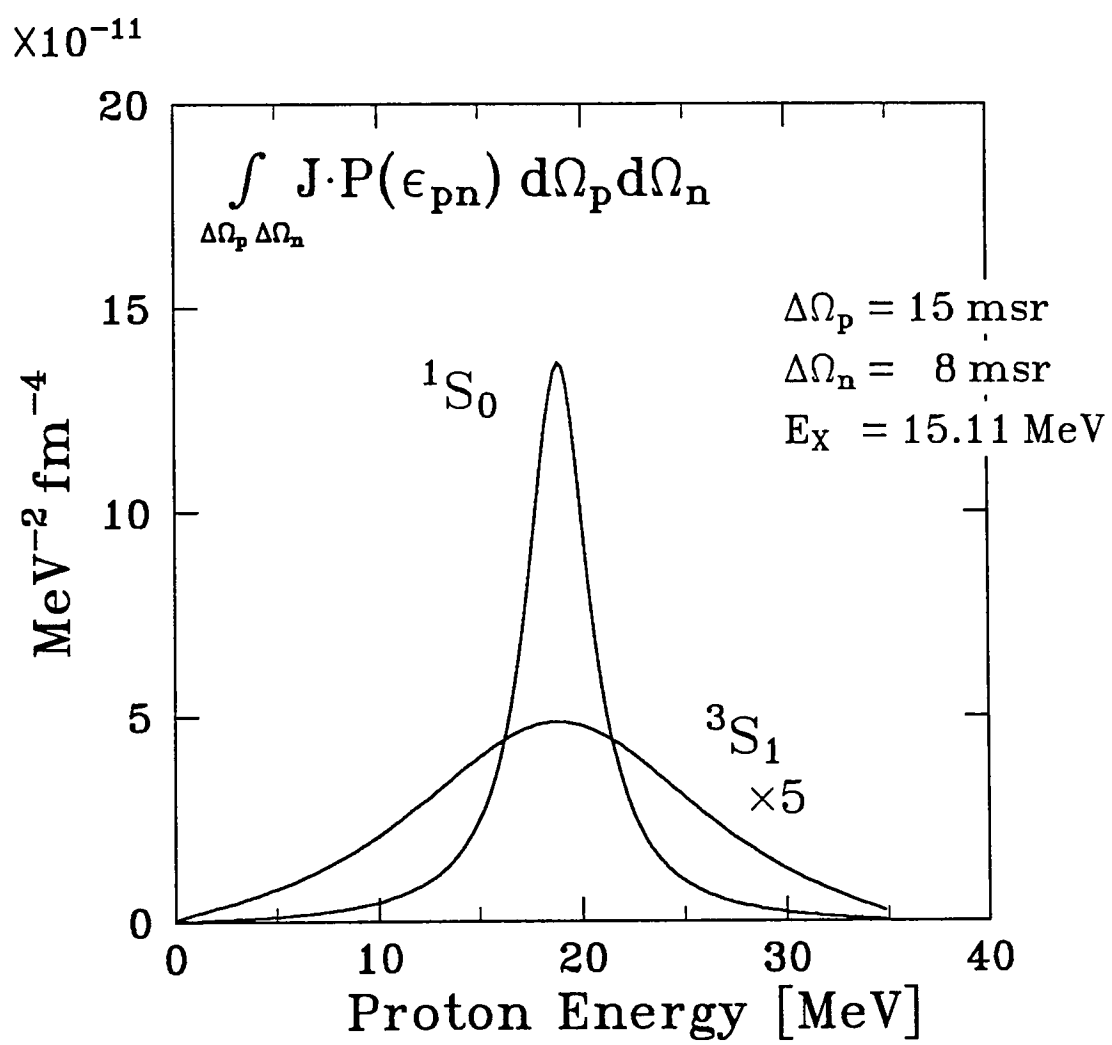


图 3-4

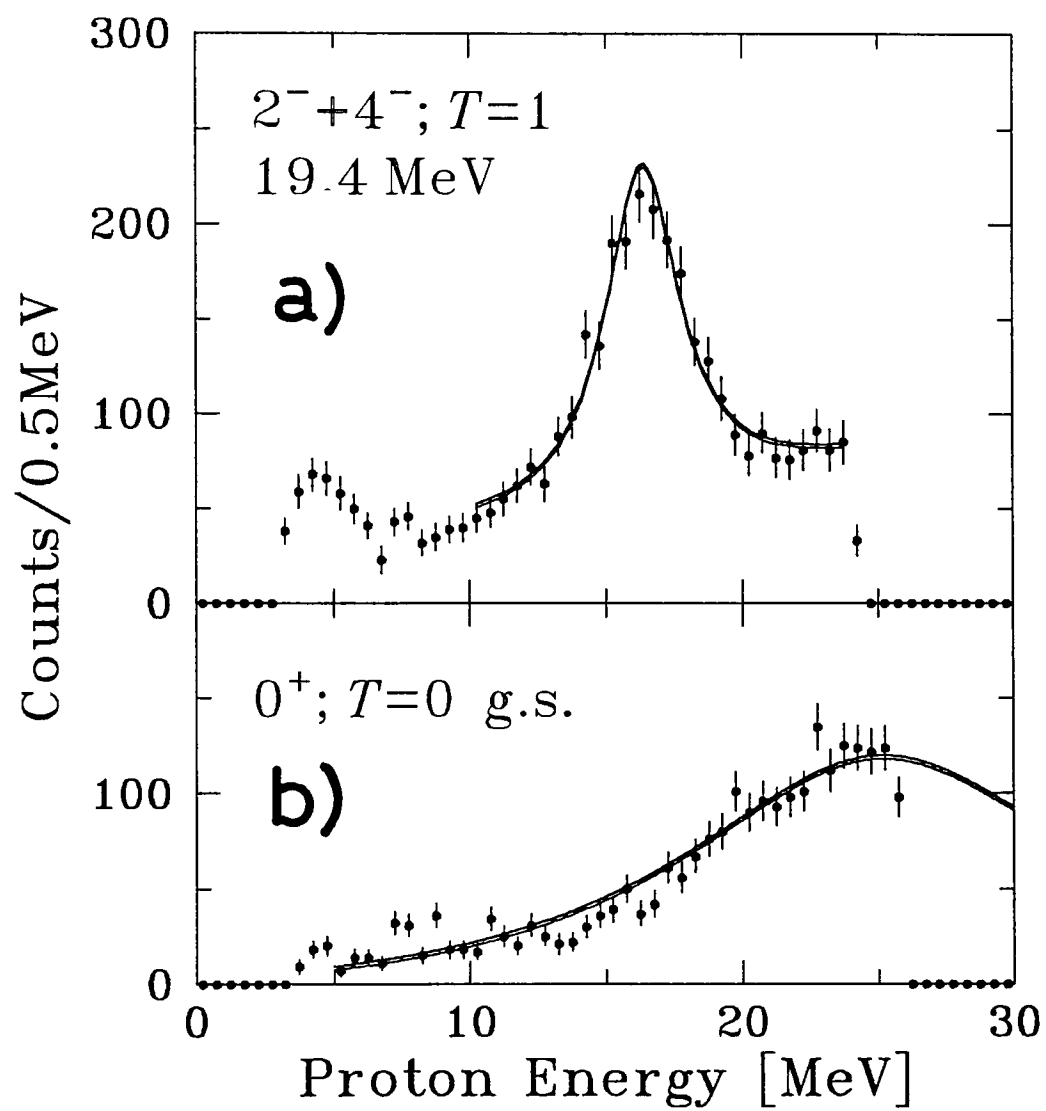
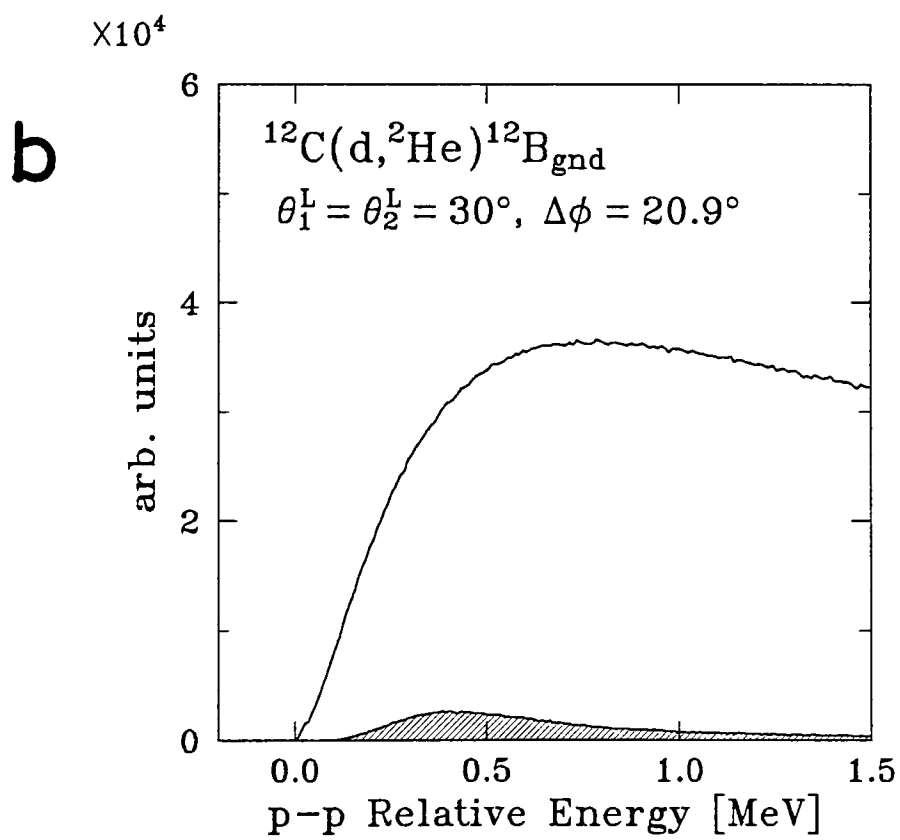
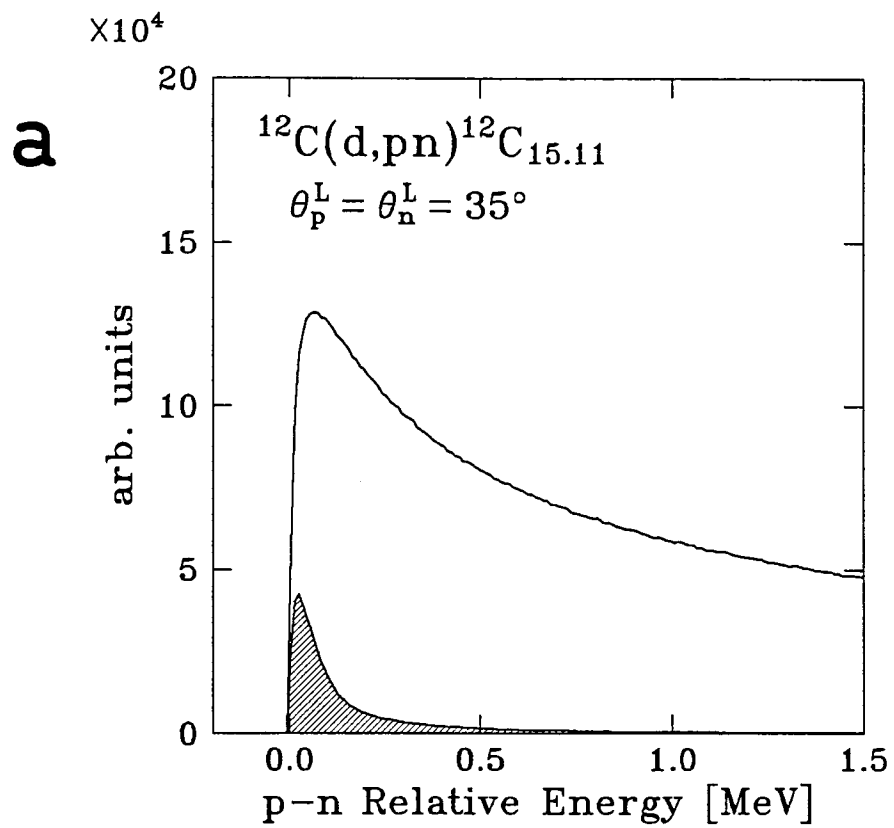
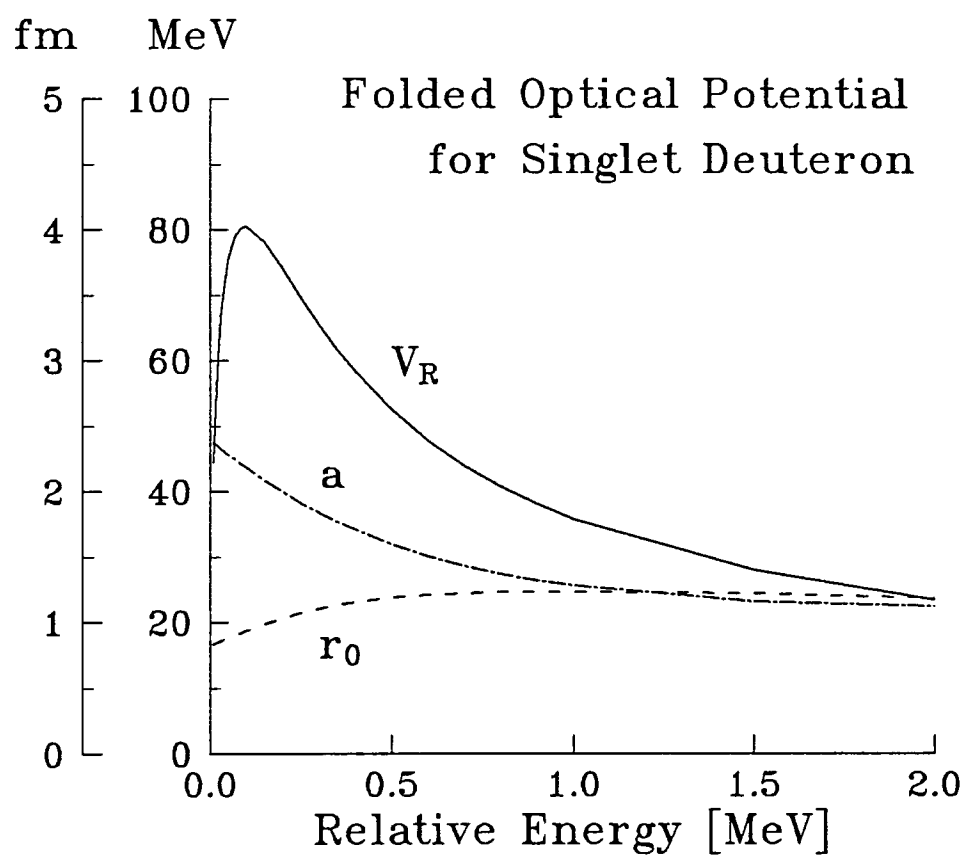
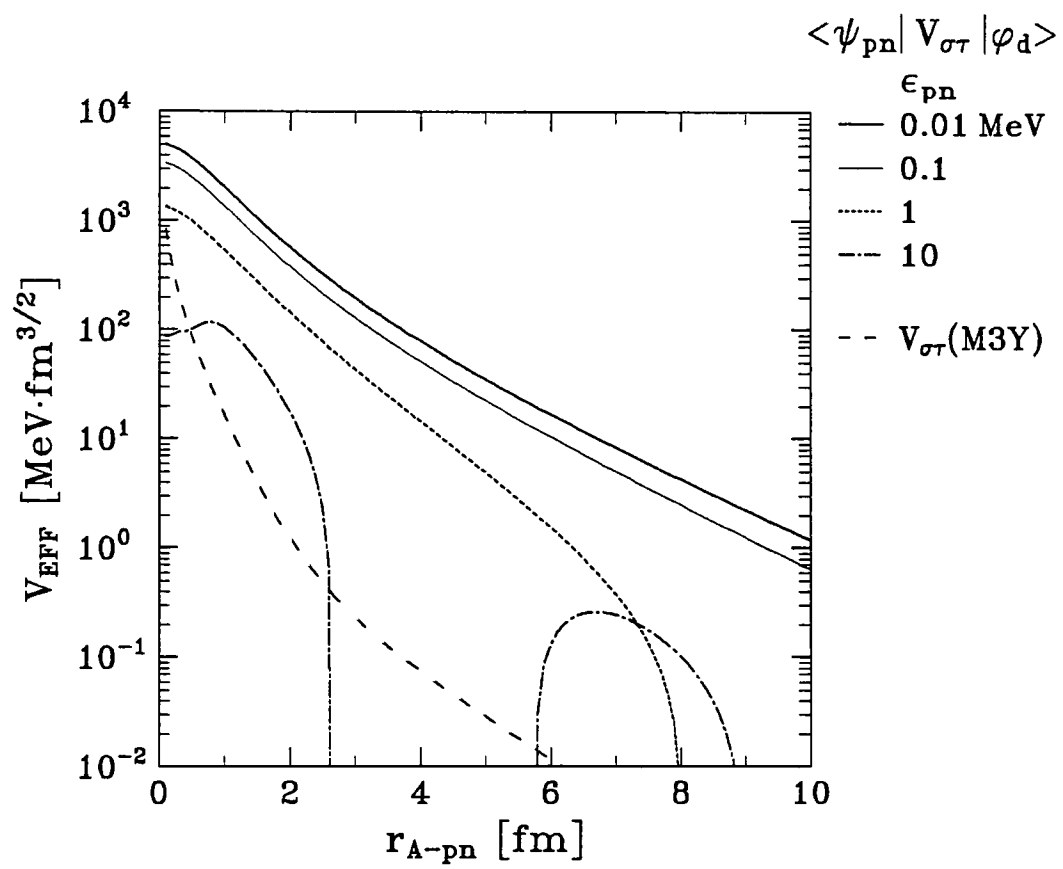


图 3-5









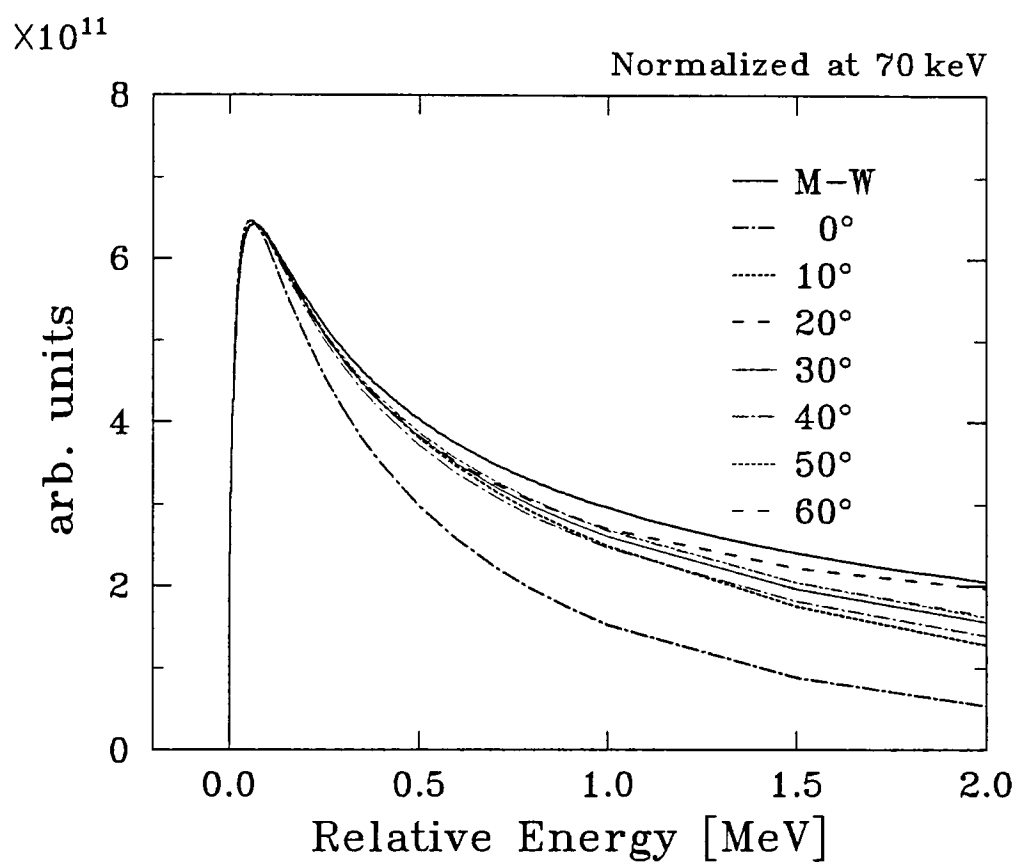
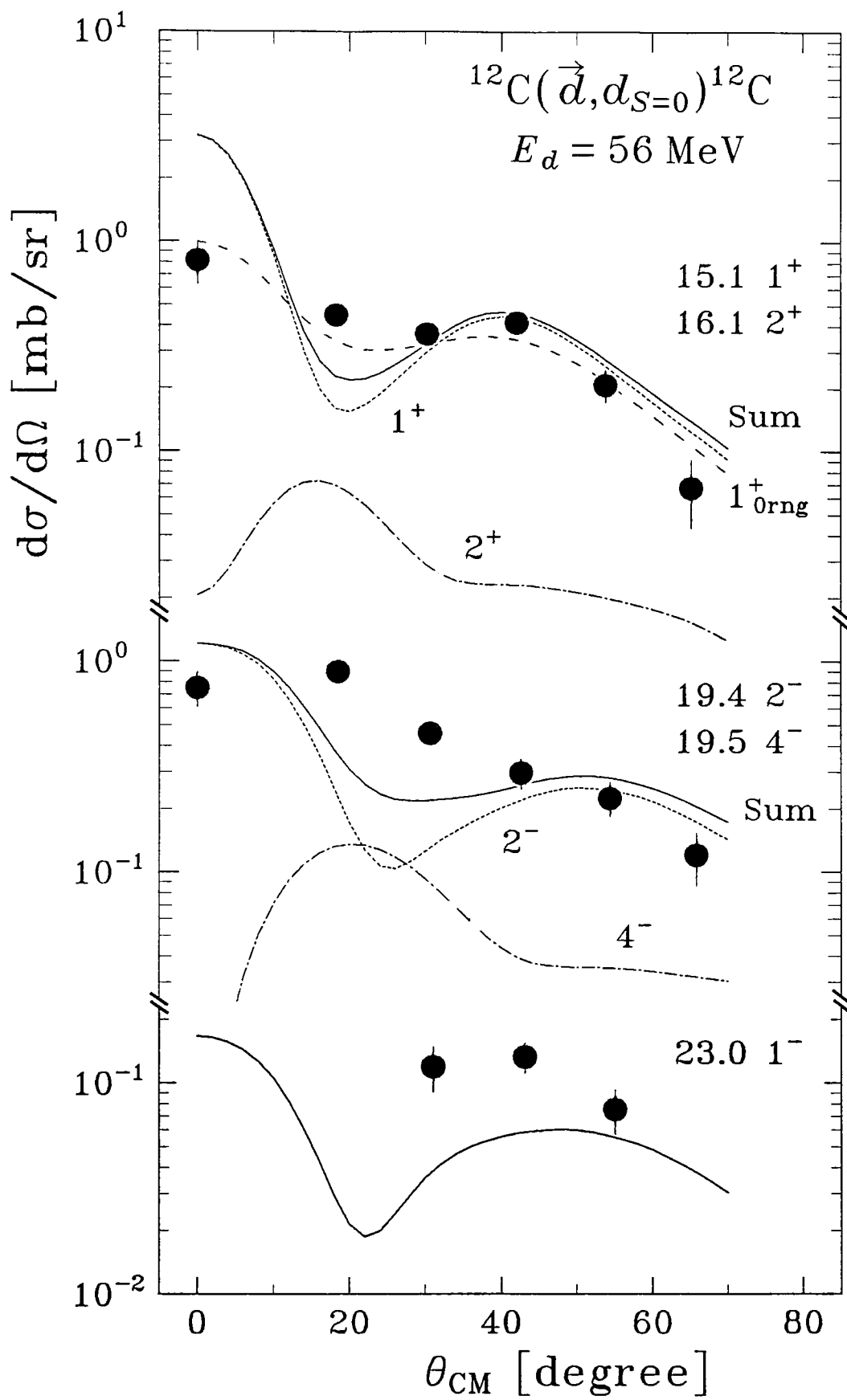
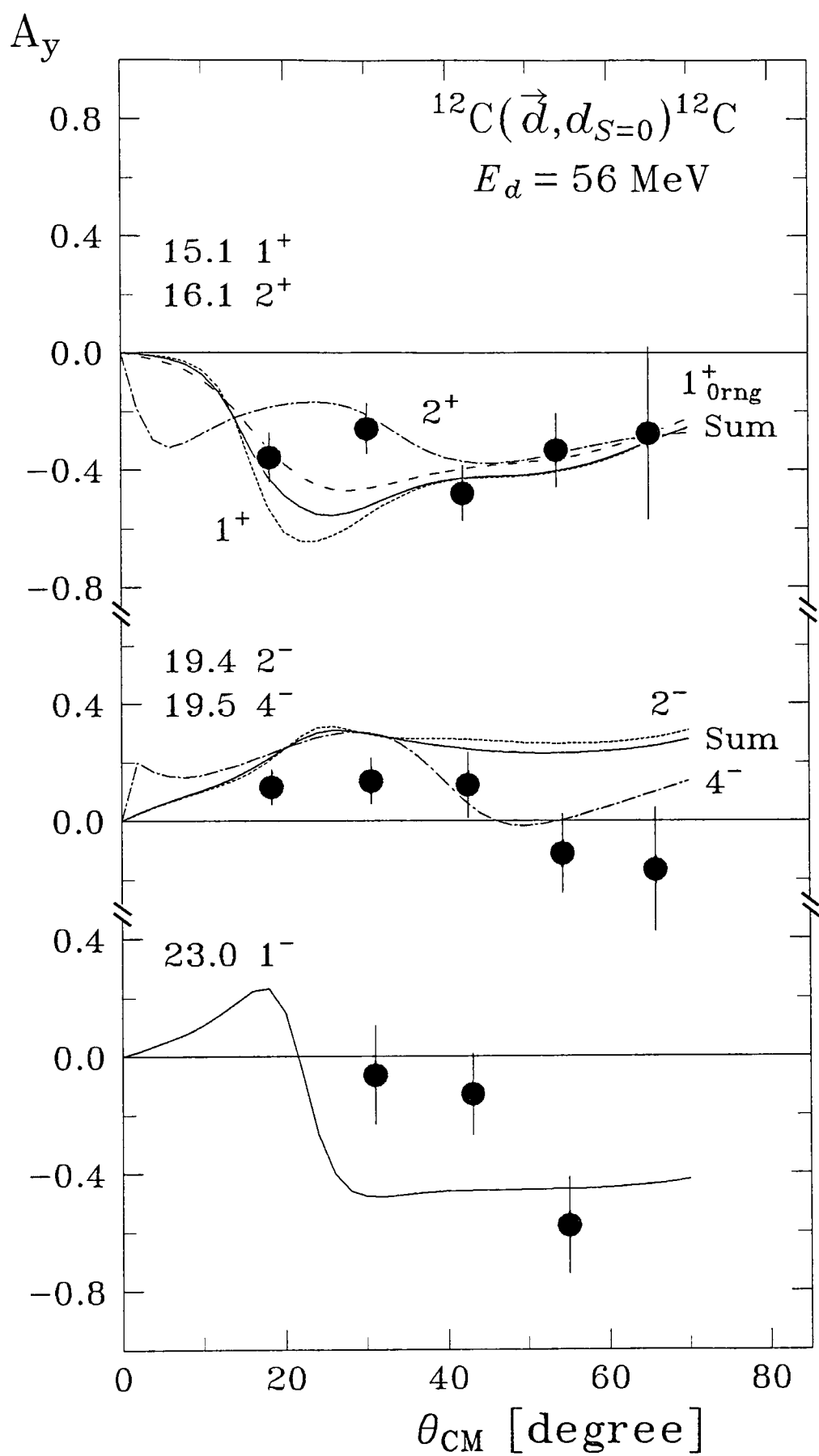
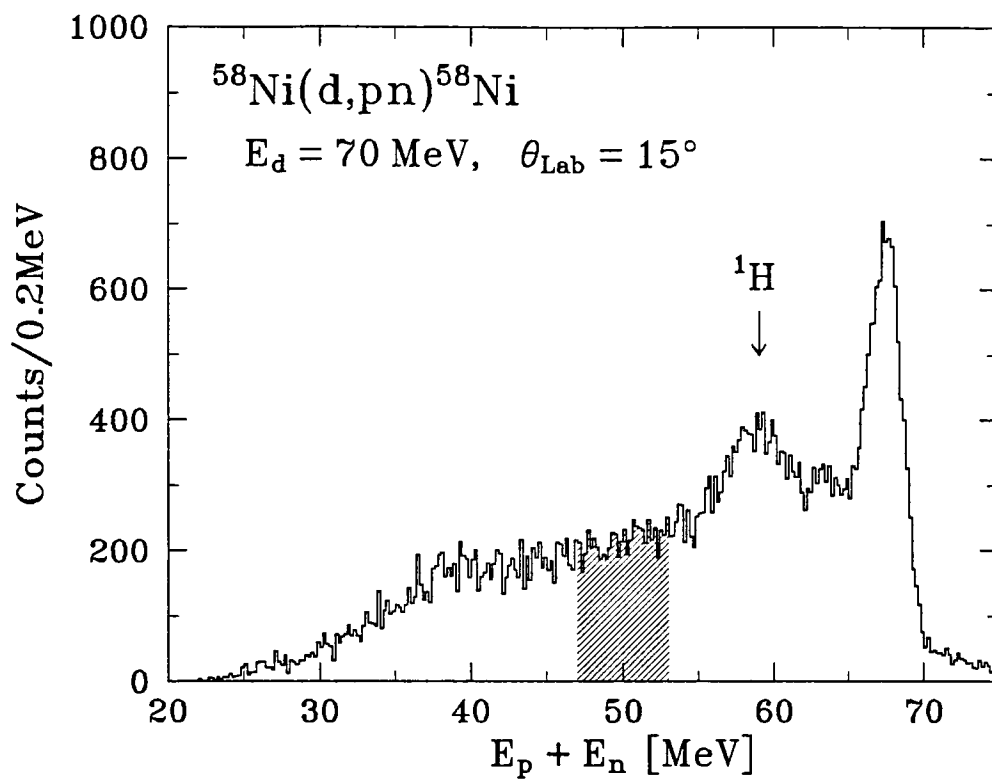
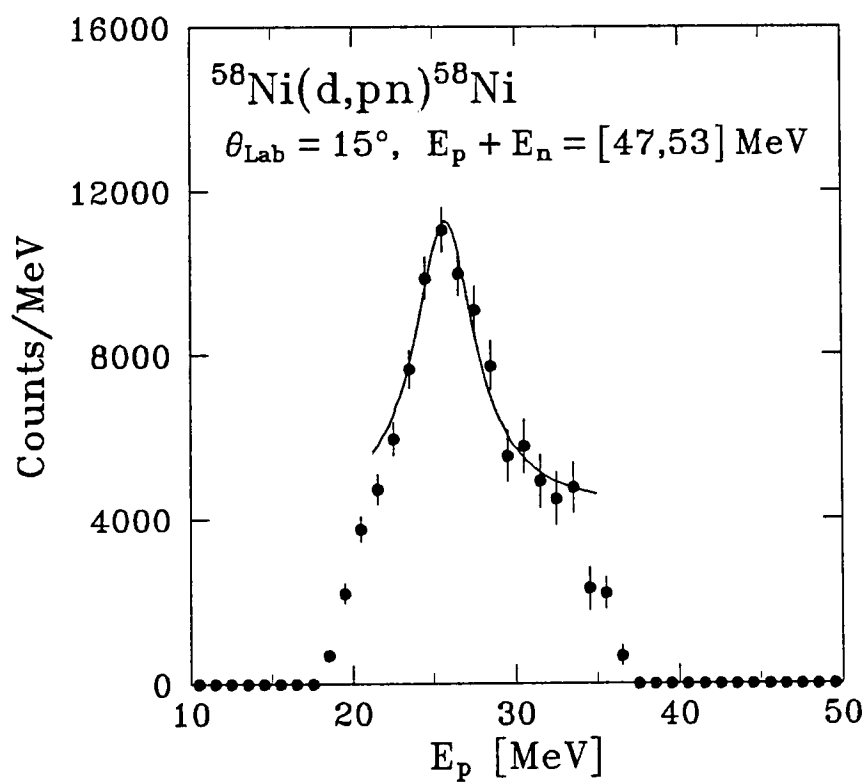


图 3-9





**a****b**

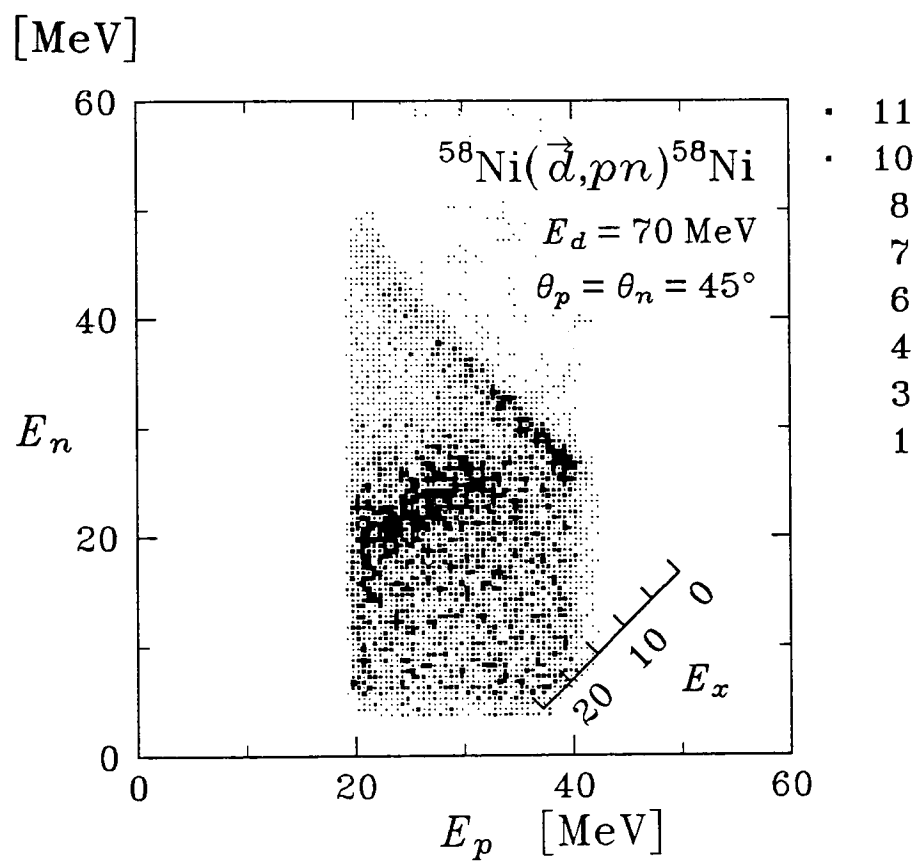


図 3-13

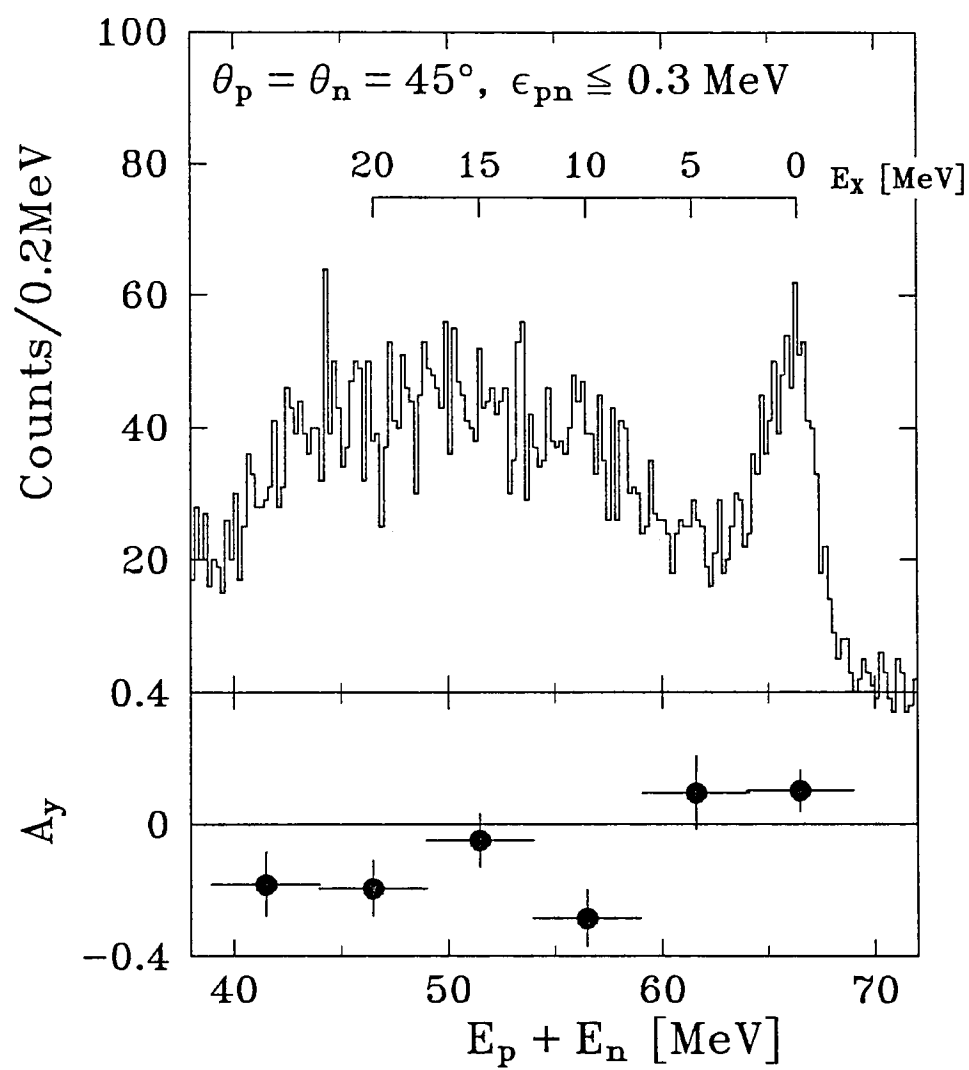


図 3-14

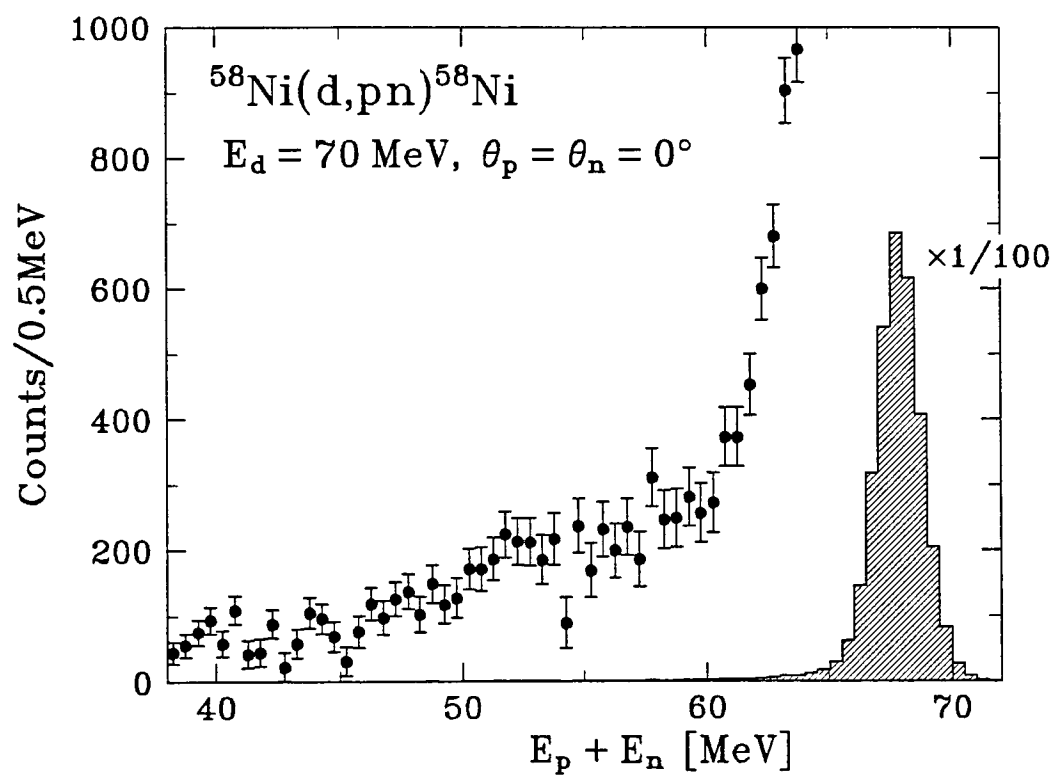
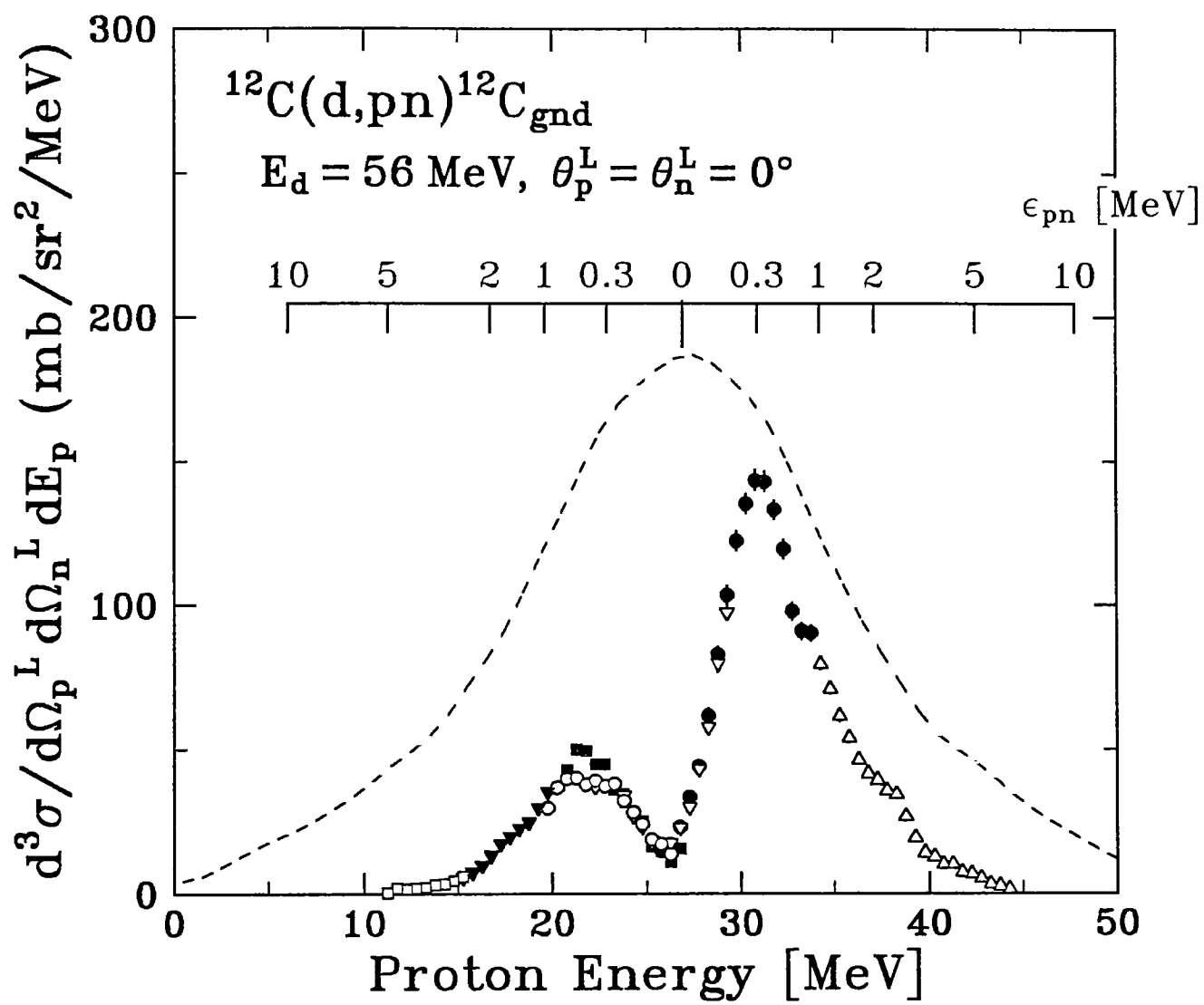


図 3 - 15





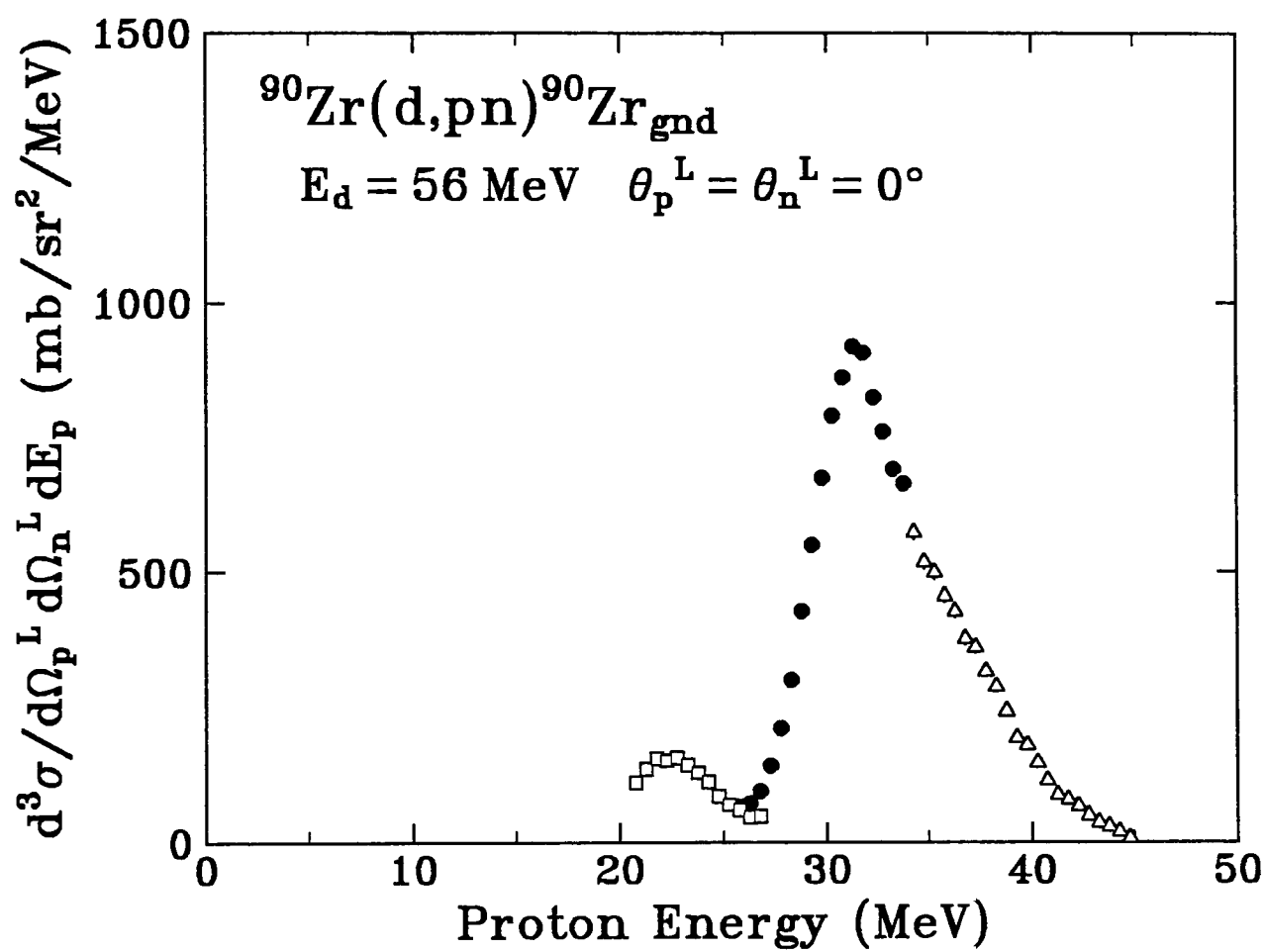


图 4-2

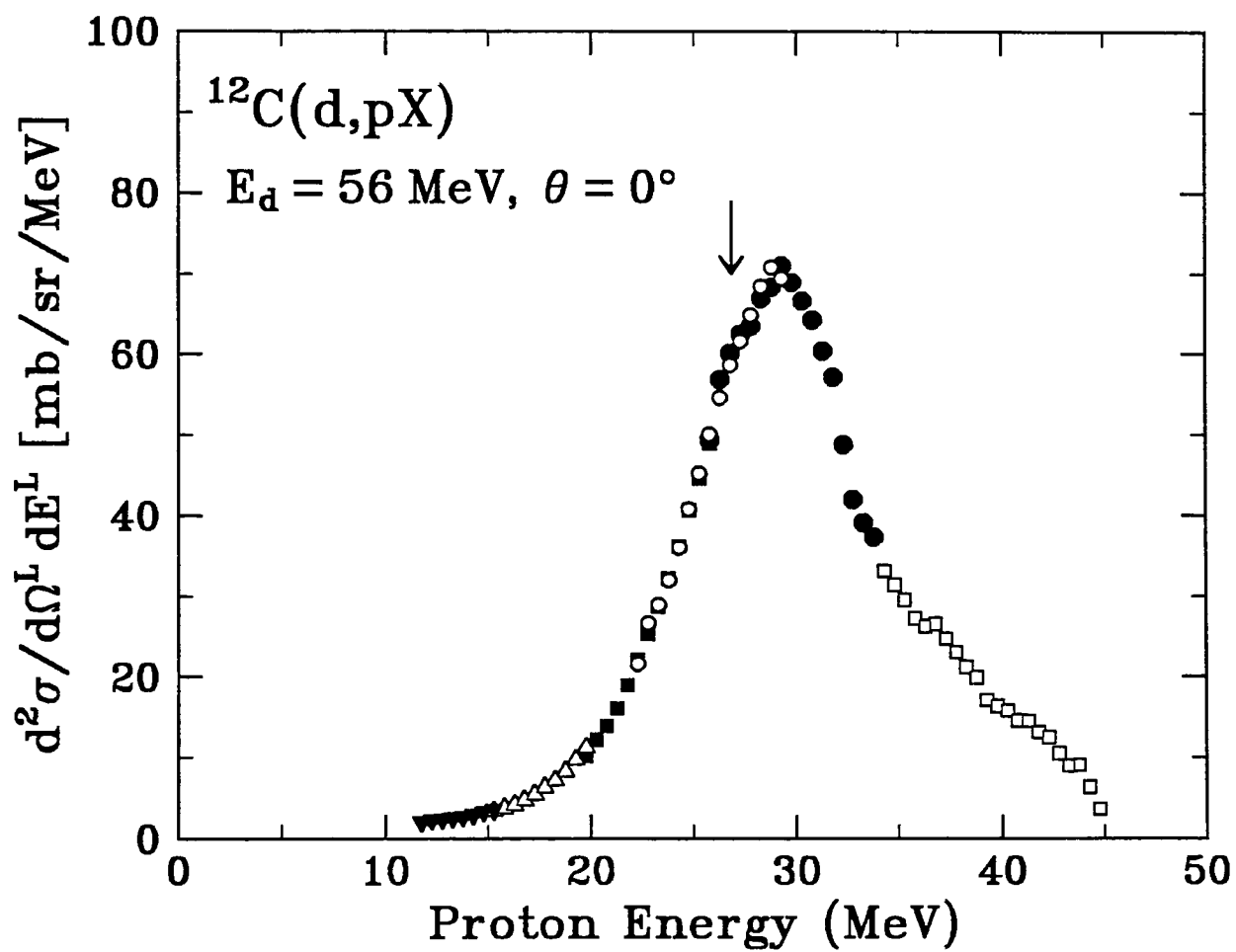


图 4-3

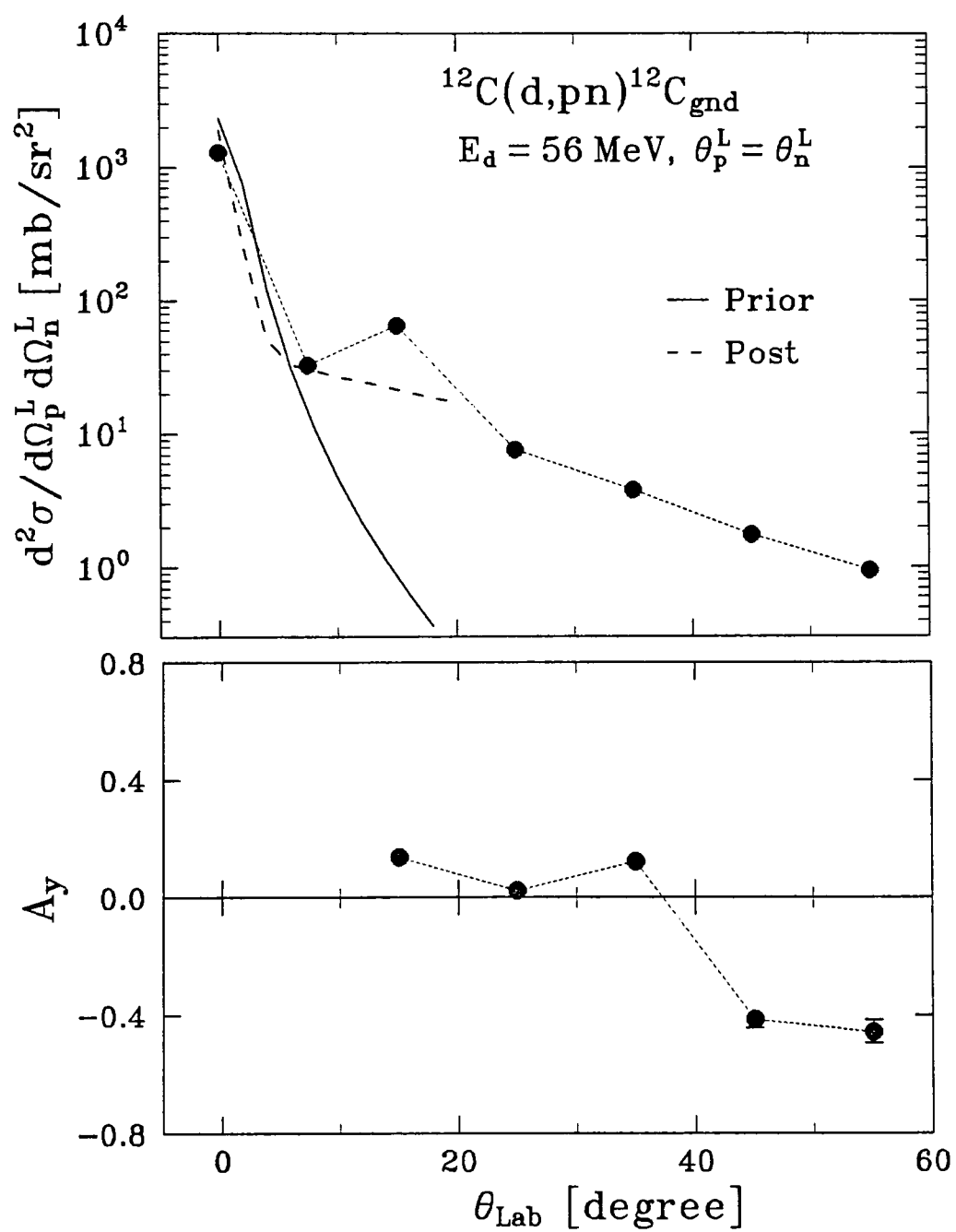
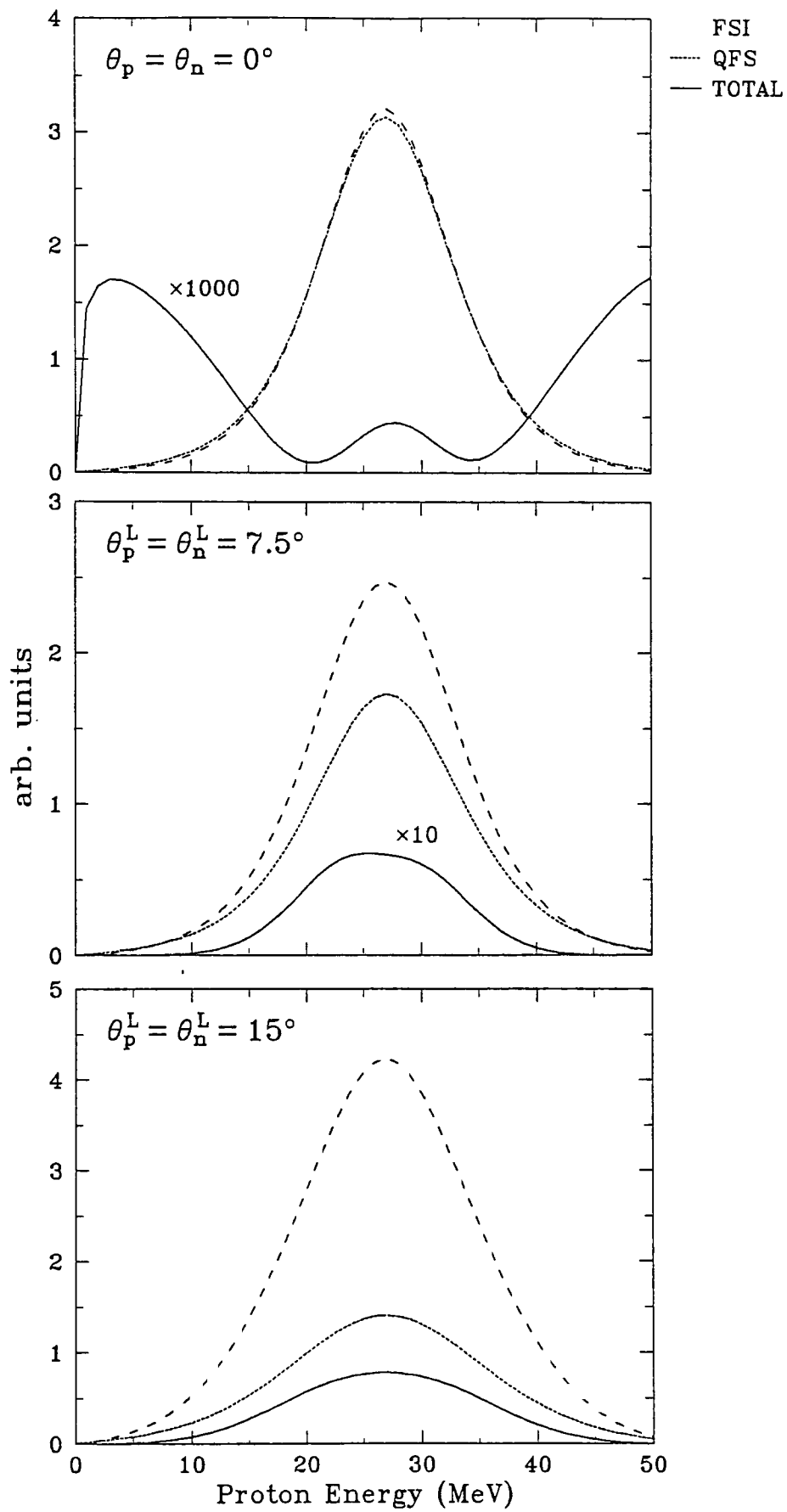
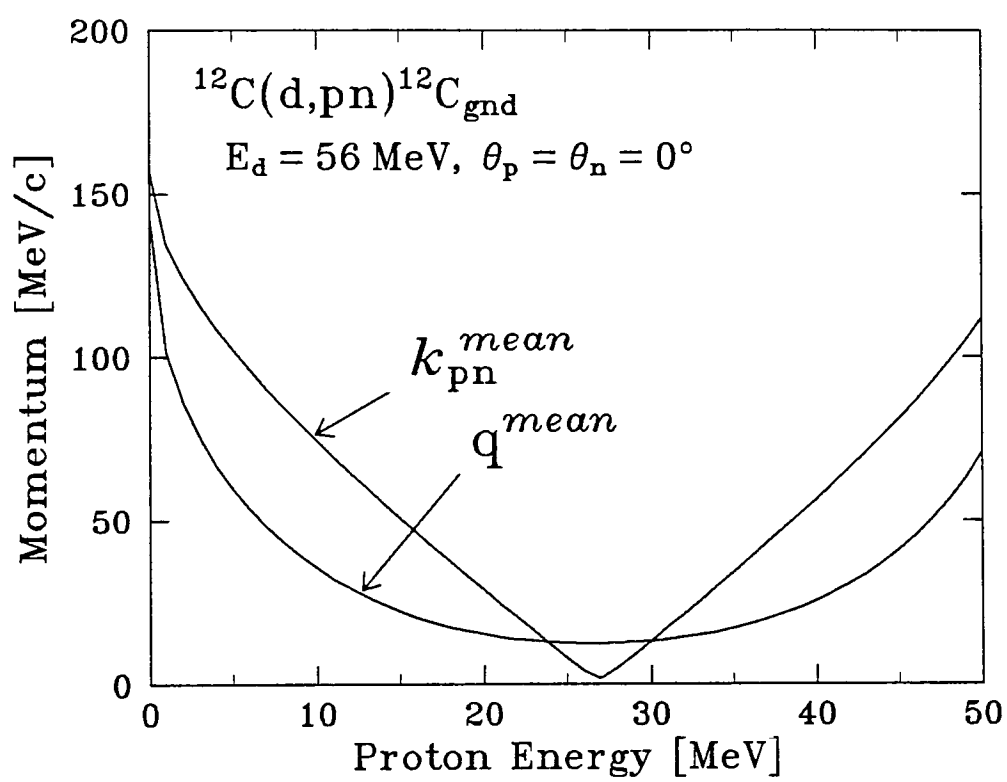


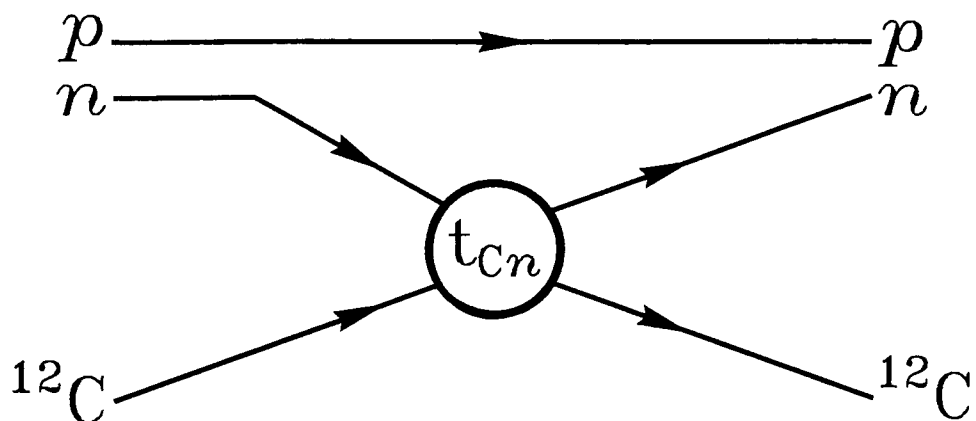
图 4-4

$\times 10^{-4}$

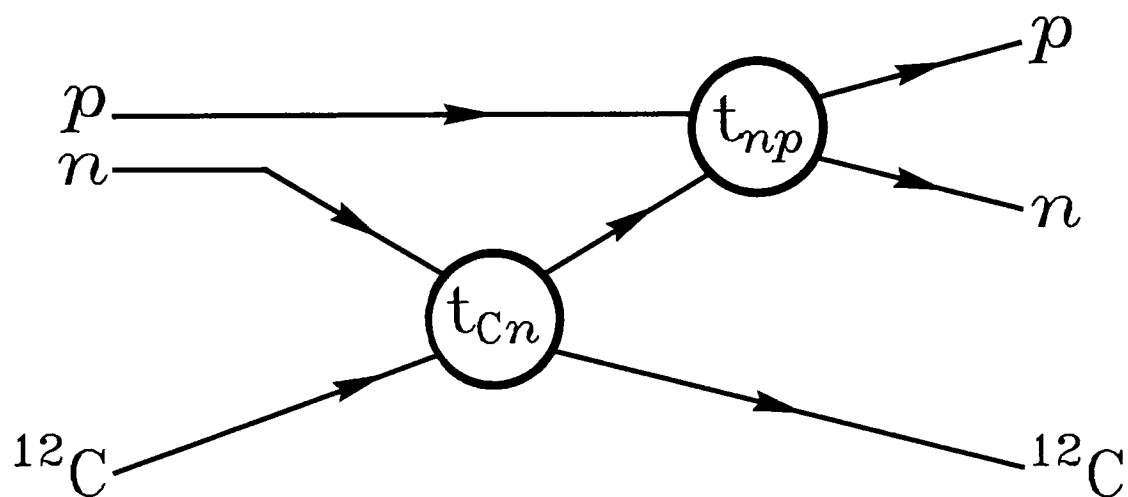




## Single-Scattering Amplitude



## Double-Scattering Amplitude



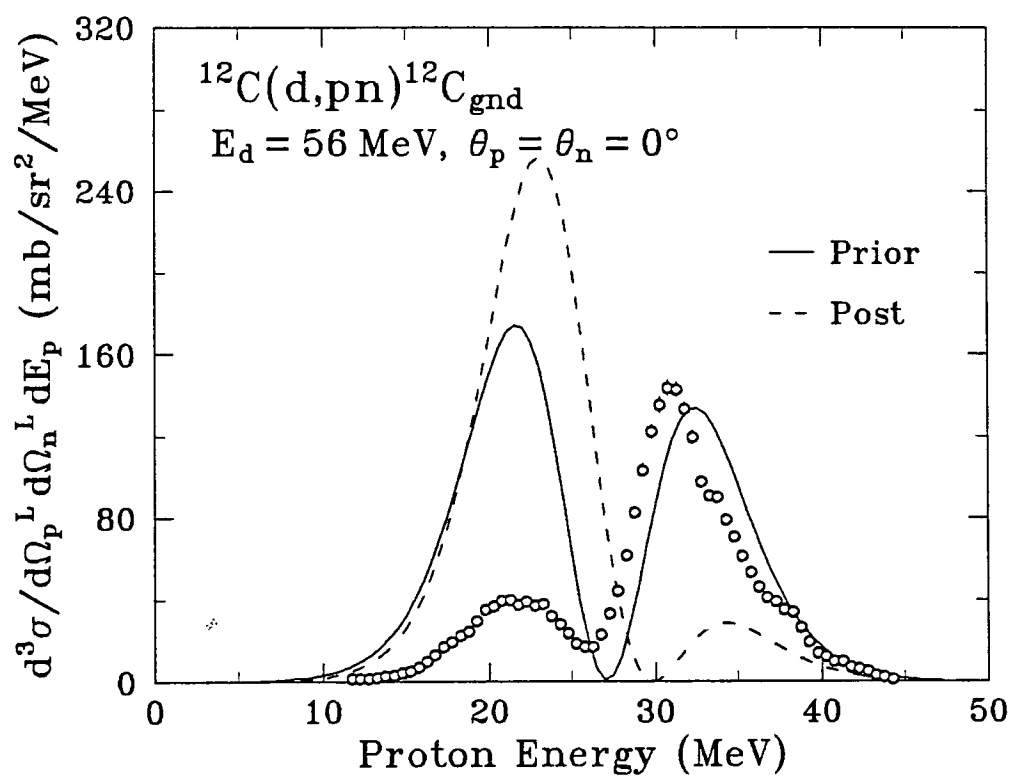


图 4-8

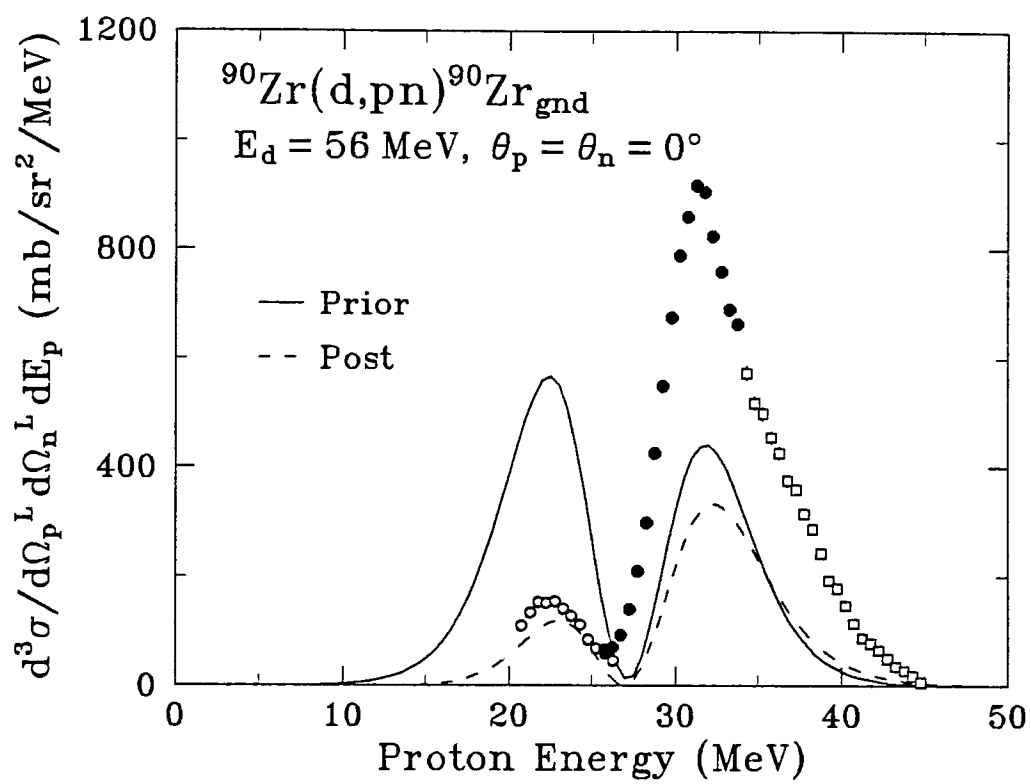
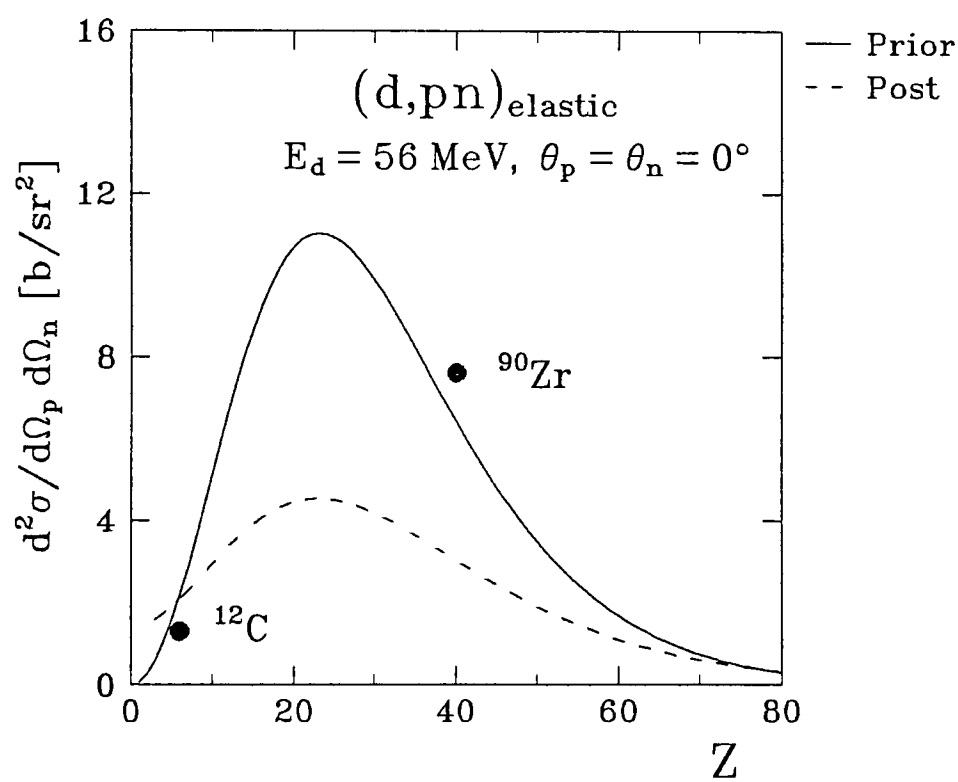
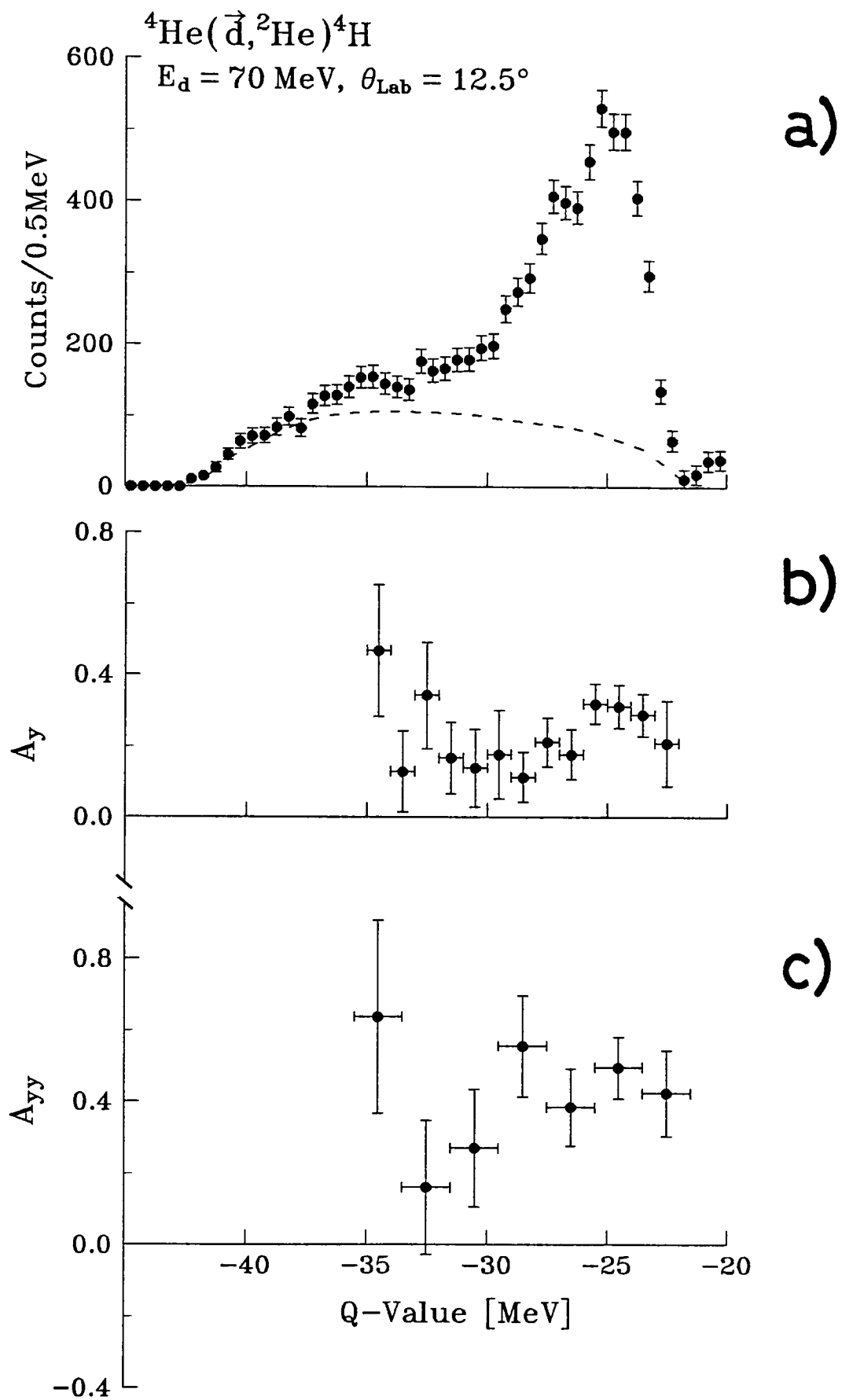


图 4-9







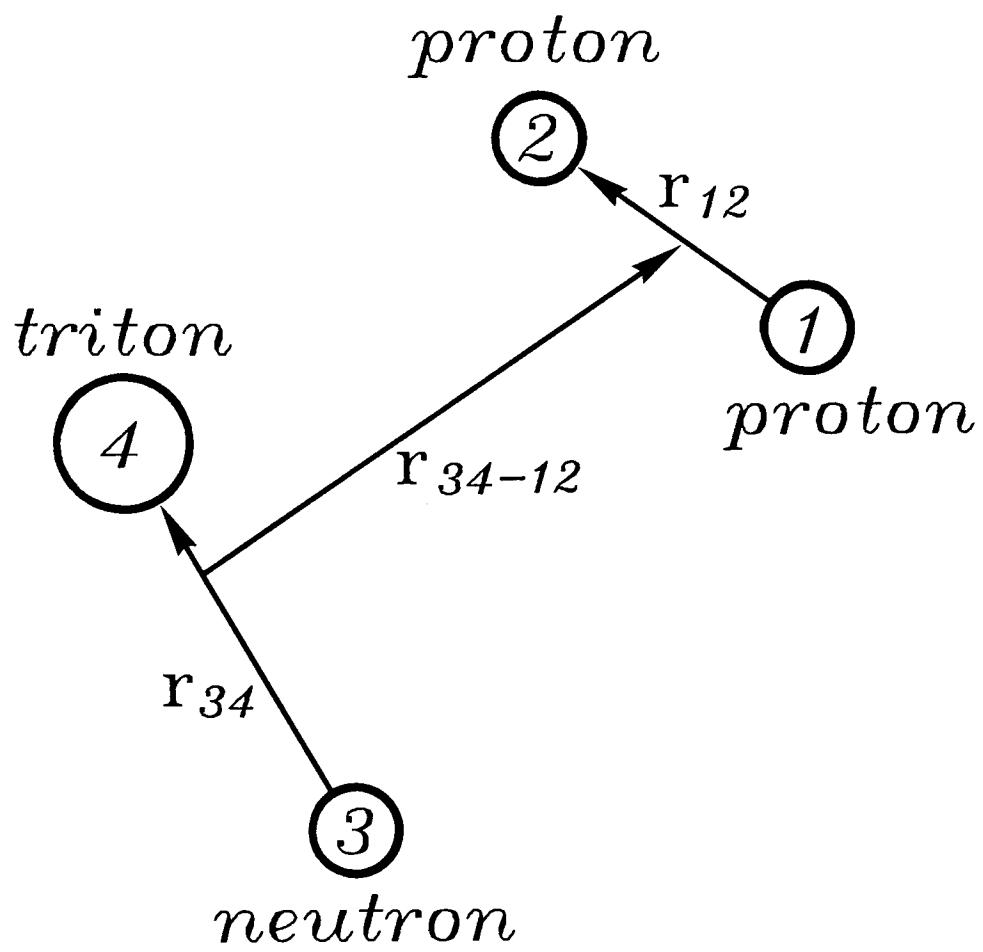


图 5 - 2

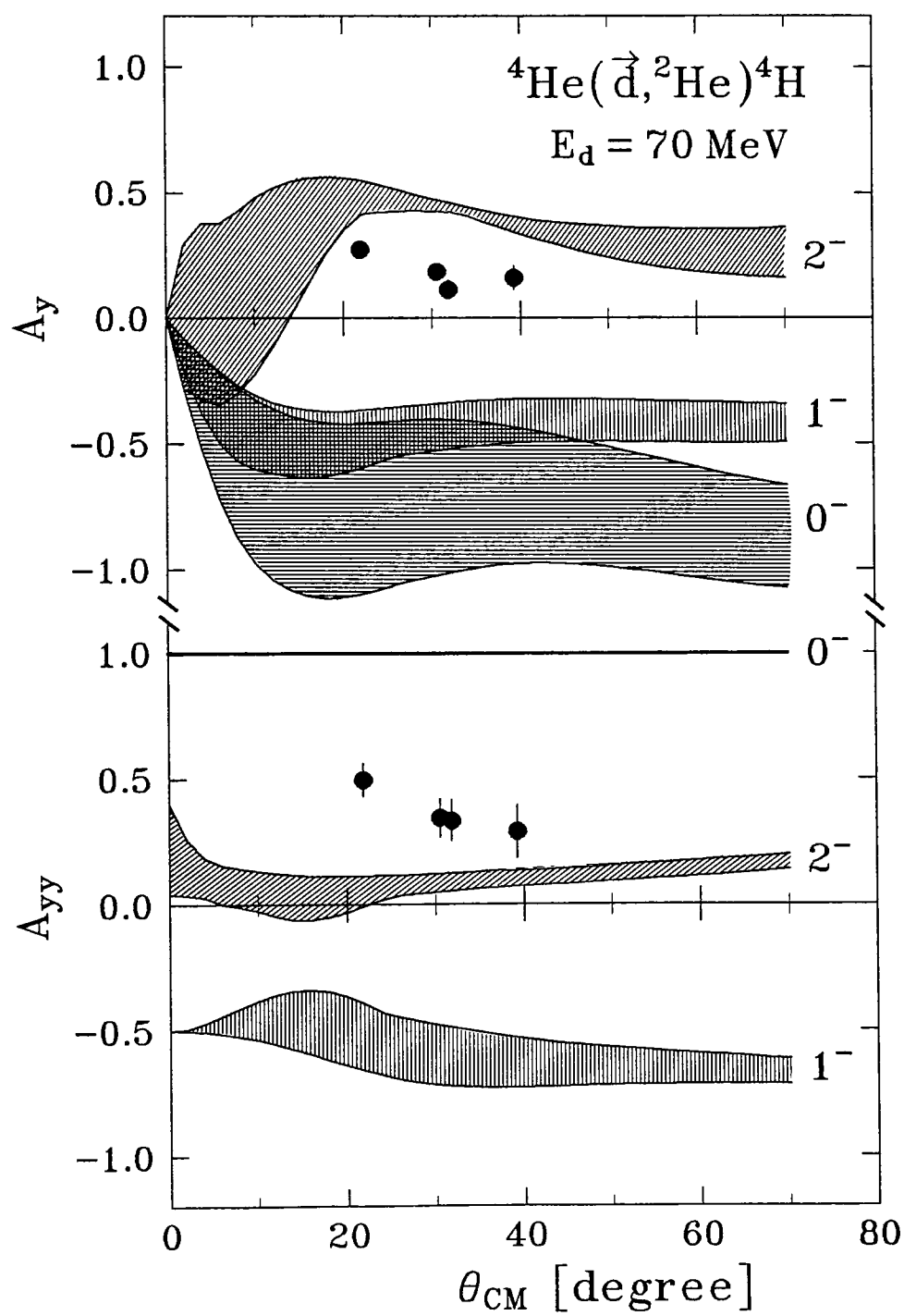


图 5-3

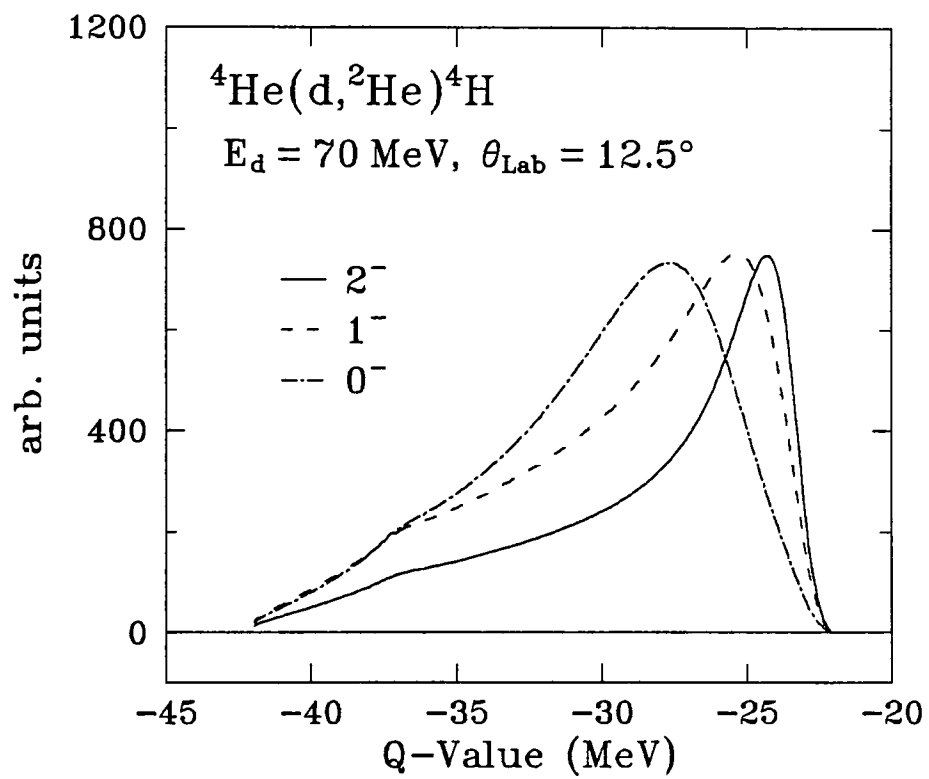
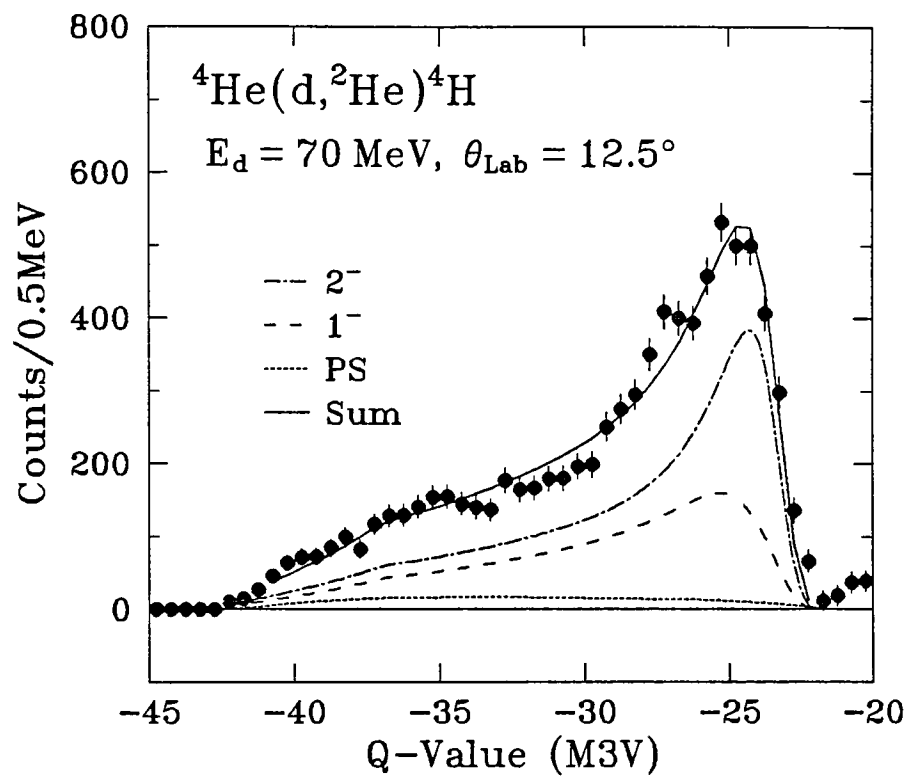


图 5-4

**a**



**b**

